ANNALES

DE

RADIOÉLECTRICITÉ

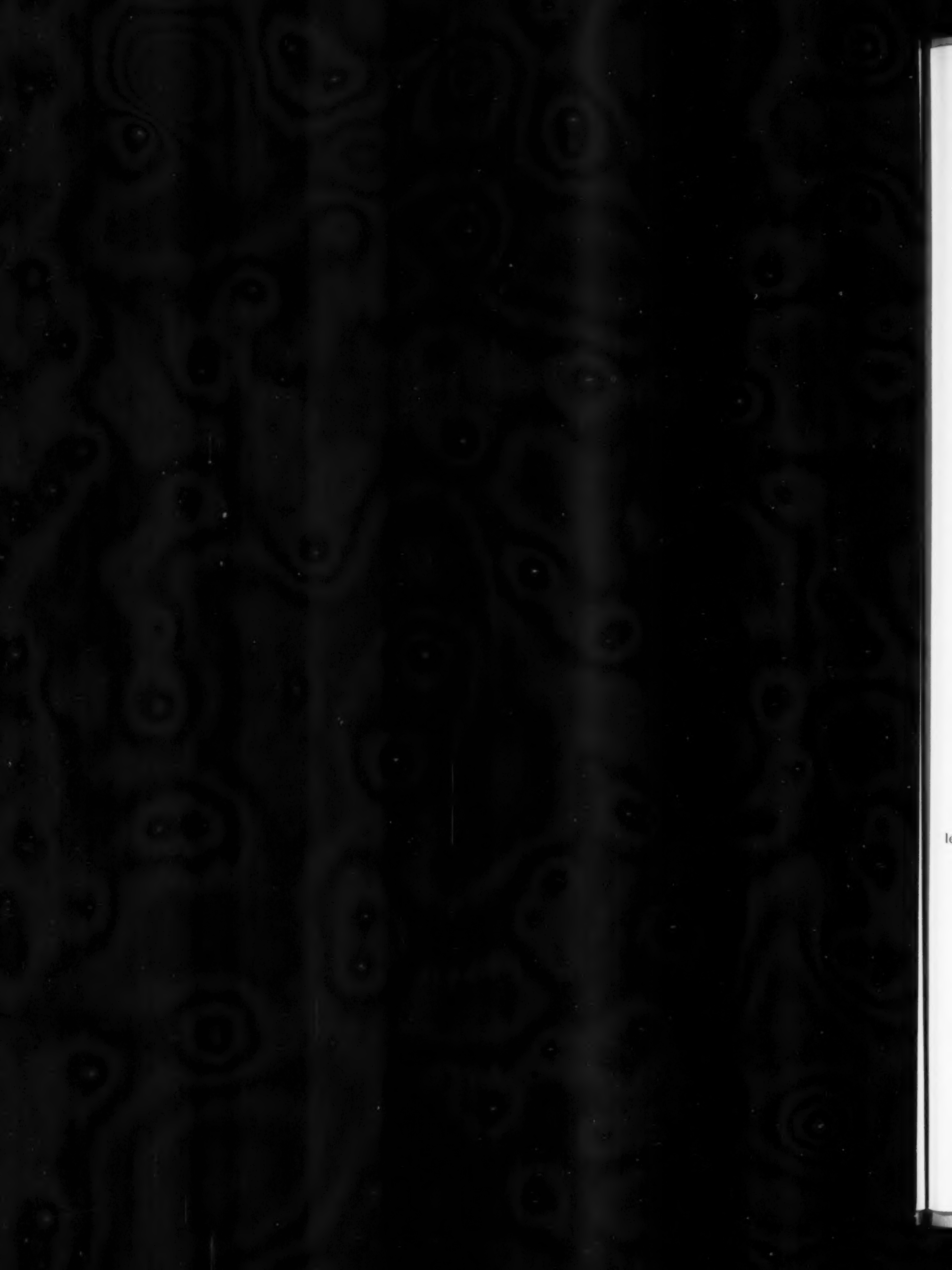
GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T.S.F.

79, Boulevard Haussmann, 79

PARIS

REVUE TRIMESTRIELLE

TOME XV. JANVIER 1960. N° 59.



ERRATUMS

Conversion d'énergie par effet Seebeck et réfrigération par effet Peltier,

par N. Thien-Chi, J. Vergnolle et B. Donnadille.
(*Annales de Radioélectricité*, t. XIV, n° 58, 1959, p. 275.)

1° Page 181, la forme de la courbe de la figure 2 est à modifier comme suit :

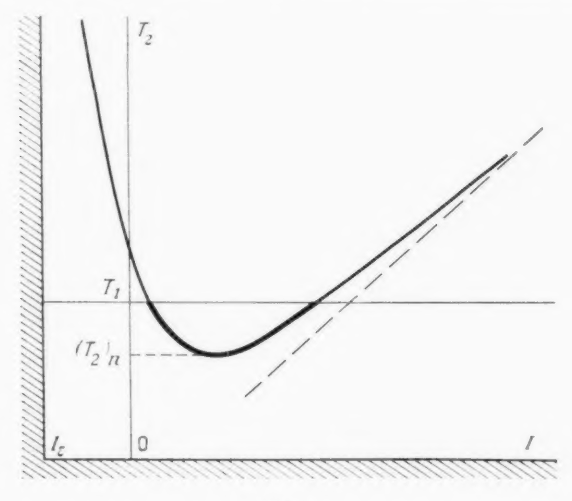


Fig. 2.

2° Page 313, l'échelle des abscisses de la courbe de la figure 59 est à décaler de 10° de façon que les origines des abscisses et des ordonnées coïncident.

TOME XV — JANVIER 1960 — N° 59

ANNALES
DE
RADIOÉLECTRICITÉ

GROUPE DE LA COMPAGNIE GÉNÉRALE DE T. S. F.

COMPAGNIES FRANÇAISES

COMPAGNIE GÉNÉRALE DE TÉLÉGRAPHIE SANS FIL (CSF)
RADIO-FRANCE (RF)
RADIO-ORIENT (RO)
COMPAGNIE RADIO-MARITIME (CRM)
COMPAGNIE D'APPLICATIONS MÉCANIQUES A L'ÉLECTRONIQUE,
AU CINÉMA ET A L'ATOMISTIQUE (CAMECA)
SOCIÉTÉ DE TRAITEMENTS ÉLECTROLYTIQUES ET ÉLECTROTHERMIQUES (STEL)
SOCIÉTÉ FRANÇAISE RADIOÉLECTRIQUE-AFRIQUE (SFRA)
SOCIÉTÉ ANONYME LE CONDENSATEUR CÉRAMIQUE (LCC)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES MÉTAUX ÉLECTRONIQUES (CIME)
COMPAGNIE INDUSTRIELLE DES CÉRAMIQUES ÉLECTRONIQUES (CICE)

79, Boulevard Haussmann, PARIS

SOMMAIRE

Rédacteur scientifique : M. Jean BERNIER

Abonnements : France : 35 N F — Étranger : 50 N F — Le numéro : 15 N F.

Prière d'adresser toute correspondance à la Compagnie Générale de T. S. F.,
Centre d'Information et de Documentation, 101, Boulevard Murat, Paris (16e).

OPTIQUE DES DÉVIATIONS D'UN FAISCEAU DE PARTICULES DE HAUTE ÉNERGIE (1)

PAR J. PINEL,

Centre de Physique Électronique et Corpusculaire
de la Compagnie Générale de T. S. F.

DEUXIÈME PARTIE.

SOMMAIRE. — *Dans la première partie de cet article on a donné une méthode assez générale de calcul des déviations d'un accélérateur et on en a fait l'application à un cas particulier. Trois chapitres de cette seconde partie sont consacrés à des sujets assez différents les uns des autres. On étudie d'abord les défauts dus aux éléments optiques; on voit que ce sont surtout des défauts de structure du champ qui jouent un rôle important.*

Le chapitre suivant est consacré aux débunchers, on y donne notamment quelques propriétés essentielles des systèmes de deux électroaimants à faces parallèles, d'où l'on tire plusieurs solutions aux problèmes de la triple focalisation; les défauts de ces divers systèmes sont examinés.

La vérification d'une optique par l'hodoscope constitue le dernier chapitre. Les conditions d'applications de la méthode et ses possibilités sont étudiées. Une application est faite au réglage, à la mesure du pouvoir de résolution, aux aberrations, à la focalisation mixte de la déviation 250 MeV *de l'accélérateur linéaire d'Orsay.* (C. D. U. : 537.533.3 : 537.534.3.)

SUMMARY. — *Part I of this article gave a fairly general method of calculation of the deviations of an accelerator; it is applied to a particular case. The three chapters of part II are concerned with subjects which rather differ among themselves. First an examination is made of defects due to the optical elements; it is mainly field structure defects which play an important part.*

The next chapter deals with debunchers and shows a few essential properties of systems using two electromagnets with parallel faces; several solutions are then drawn to the problems of triple focusing; the defects of these various systems are examined.

Verification of an optical system by means of the hodoscope constitutes the last chapter. The conditions of application of the method, and its possibilities are examined. One application concerns the adjustment, measurement of resolving power, aberrations, mixed focusing of the 250 MeV *in the Orsay linear accelerator.* (U. D. C. : 537.533.3 : 537.534.3.)

INHALTSANGABE. — *Im ersten Teil dieses Aufsatzes wurde ein Verfahren zur Berechnung der Ablenkungen in einem Partikelbeschleuniger gegeben, das nur wenigen Beschränkungen unterliegt, und dieses Verfahren wurde an einem besonderen Fall angewendet. Die drei Kapitel dieses zweiten Teiles werden sehr unterschiedlichen Themen gewidmet. Man untersucht zunächst die Fehler, die von den optischen Elementen bedingt sind; es wird gezeigt, dass die Fehler im Aufbau des Feldes eine entscheidende Rolle spielen.*

Das nächste Kapitel wird den Entbunchern gewidmet; es werden besonders die wichtigsten Eigenschaften von Systemen mit zwei Elektromagneten mit parallelen Flächen angegeben, aus denen man mehrere Lösungen für die dreifache Fokussierung zieht; die Fehler dieser verschiedenen Vorrichtungen werden dann untersucht.

Die Nachprüfung einer Optik durch das Hodoskop-Verfahren ergibt das letzte Kapitel! Es werden die Anwendungsbedingungen und die Möglichkeiten des Verfahrens untersucht. Es wird eine Anwendung des Verfahrens für die Einstellung, für die Messung des Auflösungsvermögens, der Abbildungsfehler und der gemischten Fokussierung der Ablenkung bei der Beschleunigung von 250 MeV *für den linearen Beschleuniger in Orsay gegeben.*
(D. K. : 537.533.3 : 537.534.3.)

---

(1) La première partie de ce Mémoire a paru dans le numéro de juillet 1959 des *Annales de Radioélectricité*.
Manuscrit reçu le 18 juin 1959.

4. ABERRATIONS.

On peut envisager, étant donnée la complexité des problèmes posés, divers types d'aberrations. Nous limiterons strictement l'étude aux aberrations du second ordre.

4.1. Électroaimant analyseur.

4.1.1. Nous limiterons le calcul à un cas relativement simple, correspondant au cas réel de l'analyseur de la station 250 MeV d'Orsay. Nous ne ferons les calculs que dans le plan de symétrie. Nous tiendrons compte des défauts de structure du champ.

On a, en effet, raisonné comme si les particules traversaient une région de l'espace, limitée par des plans verticaux (faces, où le champ est uniforme et vertical).

En pratique, si l'on trace la carte de champ dans le plan de symétrie de l'entrefer (*fig.* 38) on trouve une zone relativement uniforme et qui se raccorde à l'extérieur par des zones de décroissance. La représentation précédente est valable si les lignes d'égal champ sont des droites parallèles entre elles. La « face » fictive sur laquelle on raisonne est située à une certaine distance du plan des faces réelles.

Plusieurs défauts peuvent exister.

On a montré [5] que si le défaut est linéaire, c'est-à-dire que si la variation de la composante verticale du champ est fonction linéaire des coordonnées dans le plan, le défaut est équivalent à une rotation des faces fictives. C'est du reste un procédé classique de focalisation.

Nous supposerons que nous avons un défaut du second ordre, c'est-à-dire que les lignes d'égal champ sont courbes, et nous admettrons que ceci est équivalent à une courbure des faces fictives.

Nous supposerons que le champ équivalent est limité par une face d'entrée normale à électron moyen et rayon de courbure R. La face de sortie est droite et fait un angle γ avec l'électron moyen.

4.1.2. Structure du faisceau émergent (électrons non énergétiques). — Nous raisonnerons comme aux paragraphes 2.5.1 et 2.5.2, en nous limitant à des électrons initialement parallèles à l'axe, à la distance u de celui-ci, avec les conventions de signe du paragraphe 2.1. α est l'angle de l'axe x et de la trajectoire de l'électron émergent. Il est positif.

On écrit les équations des divers éléments (*fig.* 23):

(61) Face d'entrée
$$x = \frac{y^2}{2R};$$

(62) Centre de courbure des trajectoires (C)
$$\begin{cases} x_c = \dfrac{u^2}{2R}, \\ y_c = u + \rho; \end{cases}$$

(63) Trajectoires dans l'électroaimant
$$\begin{cases} x = \dfrac{u^2}{2R} + \rho \sin\alpha, \\ y = u + \rho(1 - \cos\alpha). \end{cases}$$

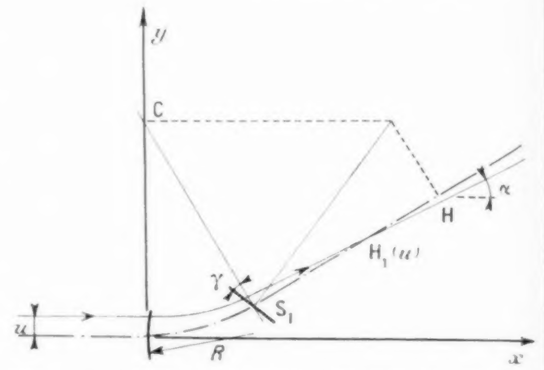


Fig. 23. — Marche d'un électron d'énergie moyenne, initialement parallèle à l'axe du faisceau incident dans un électroaimant analyseur dont la face d'entrée a un rayon de courbure R.

En identifiant avec les équations de la face de sortie (*cf.* 2.1.2) on a

$$(64)\qquad \begin{cases} \rho\sin\alpha - \lambda\cos\beta = \dfrac{u^2}{2R} + \rho\sin\alpha_0, \\ \rho\cos\alpha + \lambda\sin\beta = u + \rho\cos\alpha_0. \end{cases}$$

On résout par rapport à α ($\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha$)

$$(65)\qquad \rho\cos(\alpha - \beta) = \frac{u^2}{2R}\sin\beta + u\cos\beta + \rho\cos(\alpha_0 - \beta).$$

On prendra $\delta\alpha$ comme inconnue

$$(66)\qquad \rho\,\delta\alpha\cos\gamma + \frac{\rho\,\delta\alpha^2}{2}\sin\gamma = \frac{u^2}{2R}\sin\beta + u\cos\beta.$$

En résolvant par approximations successives, on a

$$(67)\qquad \delta\alpha = \frac{u\cos\beta}{\rho\cos\gamma} + u^2\left(\frac{\sin\beta}{2R\rho\cos\gamma} - \frac{\operatorname{tg}\gamma\cos^2\beta}{2\rho^2\cos^2\gamma}\right)$$

qu'on écrira avec des notations évidentes

$$(68)\qquad \delta\alpha = A_1 u + A_2 u^2.$$

Pour λ on a

$$(69)\qquad \lambda = \frac{u}{\sin\beta} + \frac{\rho(\cos\alpha_0 - \cos\alpha)}{\sin\beta}$$

ou

$$\lambda = \frac{u}{\sin\beta} + \rho\frac{\sin\alpha_0}{\sin\beta}\,\delta\alpha + \rho\frac{\cos\alpha_0\,\delta\alpha^2}{2\sin\beta} \tag{70}$$

ou

$$\lambda = \frac{u}{\sin\beta}(1 + A_1\rho\sin\alpha_0) + \frac{u^2\rho}{\sin\beta}\left(A_2\sin\alpha_0 + \frac{\cos\alpha_0}{2}A_1^2\right), \tag{71}$$

ce que nous écrirons

$$\lambda = C_1 u + C_2 u^2. \tag{72}$$

4.1.3. Foyer, aberration. — Le foyer relatif à une valeur de u sera l'intersection $H_1(u)$ de la trajectoire de l'électron avec celle de l'électron moyen (*fig.* 24).

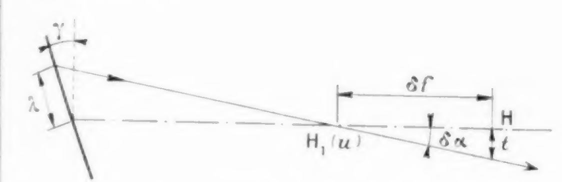


Fig. 24. — Marche du rayon émergent; aberrations longitudinales et transversales.

On a

$$\frac{\overline{S_1H_1}(u)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} - \gamma - \delta\alpha\right)} = \frac{\lambda}{\sin(-\delta\alpha)} \tag{73}$$

ou

$$\overline{S_1H_1}\,f(u) = \frac{\lambda}{\delta\alpha}\cos(\gamma + \delta\alpha) \tag{74}$$

ou

$$\overline{S_1H_1}(u) = -\frac{(C_1u + C_2u^2)(\cos\gamma - \sin\gamma A_1 u)}{A_1u + A_2u^2} \tag{75}$$

ou

$$\overline{S_1H_1}(u) = -\frac{C_1}{A_1}\cos\gamma + \frac{u}{A_1}\left(-C_2\cos\gamma + A_2C_1\sin\gamma + \frac{A_2}{A_1}C_1\cos\gamma\right). \tag{76}$$

Le terme du premier ordre donne le foyer de l'approximation de Gauss

$$\overline{S_1H} = -f\left(1 + \frac{\cos\beta\sin\alpha_0}{\cos\gamma}\right)\frac{\cos\gamma}{\cos\beta} = \frac{\rho}{\operatorname{tg}\alpha_0 + \operatorname{tg}\gamma}. \tag{77}$$

Ce terme a déjà été trouvé (22) dans un cas plus général.

Aberration longitudinale. — Elle est du premier ordre. Ceci est une différence essentielle avec l'optique des lentilles où, à cause de la symétrie, l'aberration longitudinale est du second ordre.

On peut définir cette aberration par

$$\delta f = \overline{S_1H_1}(u) - \overline{S_1H_1}(0), \tag{78}$$

$$L = \frac{\delta f}{u\,\overline{SH_1}(0)}, \tag{79}$$

on a

$$L = \frac{C_2}{C_1} - A_2\operatorname{tg}\gamma - \frac{A_2}{A_1}. \tag{80}$$

On peut simplifier considérablement cette expression qui se réduit à

$$L = \cos\alpha(\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\gamma) \times (\operatorname{tg}\alpha + 2\operatorname{tg}\gamma)\frac{1}{2\rho} + \frac{\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{cotg}(\alpha+\gamma)}{2R}. \tag{81}$$

L'aberration est la somme de deux termes qui dépendent, l'un de ρ, l'autre de R. Nous écrirons

$$L = \frac{\Delta}{\rho} + \frac{\Delta'}{R}. \tag{82}$$

Application numérique. — Dans le cas de la station 250 MeV, l'angle γ a été choisi à $-18°$, on a alors

$$\Delta = 0{,}008, \qquad \Delta' = 2{,}9, \tag{83}$$

il vient

$$L = \frac{0{,}008}{\rho} + \frac{2{,}9}{R}. \tag{84}$$

Si nous supposons que R n'est pas très grand, il reste un terme prépondérant et l'on a

$$\delta f = 2{,}9\,\frac{u}{R}. \tag{85}$$

Aberration transversale. — Elle est bien plus importante physiquement que la précédente. Elle s'écrit

$$t = \delta f\,\delta\alpha = L f_0 A_1 u^2 \tag{86}$$

ou

$$t = \frac{f_0}{2\rho\cos\gamma}\left[\frac{\operatorname{tg}\alpha\cos\beta - \sin\beta}{R} - \frac{\cos\alpha\cos\beta}{\rho} \times (\operatorname{tg}\alpha + \operatorname{tg}\gamma)(\operatorname{tg}\alpha + 2\operatorname{tg}\gamma)\right]u^2. \tag{87}$$

On remarque que le terme en $\operatorname{cotg}(\alpha+\gamma)$, responsable de la plus grosse partie de l'aberration longitudinale disparaît de cette expression. Il correspondait en fait à une face de sortie normale au rayon incident. C'est un cas que nous aurons à envisager à propos des systèmes afocaux.

Application numérique. — Pour 250 MeV, on aura

$$l = u^2\left(-\frac{0,24}{R} - \frac{0,007}{\rho}\right). \qquad (88)$$

Compte tenu du pouvoir de résolution demandé (1000), on peut estimer que l ne doit pas dépasser 2 mm pour un faisceau de 1 cm de rayon. Ceci conduit à

$$|R| > 0,12 \text{ m}. \qquad (89)$$

On remarque que ce rayon de courbure est d'un ordre de grandeur comparable aux dimensions de l'entrefer.

4.1.4. Influence d'un manque d'homogénéité du champ. — Supposons que le champ varie légèrement dans l'entrefer, et que, à une certaine distance de u de l'axe du faisceau il soit (*fig.* 25)

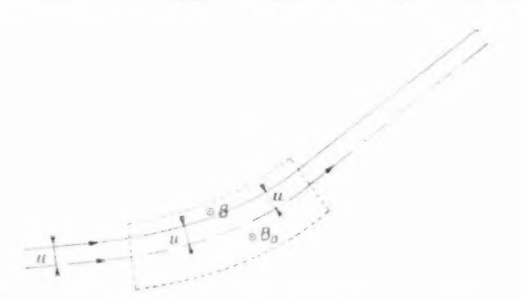


Fig. 25. — Électron traversant l'entrefer à une distance u de la trajectoire de l'électron moyen.

$$B = B_0(1 - au^2) \qquad (90)$$

(on n'a pas à tenir compte de l'effet du premier ordre qui se ramène à une rotation des faces).

On peut avoir un ordre de grandeur du défaut que cela introduit en disant que cela donne le même effet que si l'on avait une moins grande longueur d'action du champ,

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta B}{B} = au^2 \qquad (91)$$

ou

$$\Delta l = alu^2. \qquad (92)$$

En comparant avec l'effet d'une face courbe où l'on a

$$\Delta l = \frac{u^2}{2R}, \qquad (93)$$

on aboutit à la relation suivante, pour un même effet,

$$\frac{1}{R} = 2a\rho\alpha \qquad (64)$$

Exemple. — Une variation de 1/1000e à 1 cm conduit à $a = 10$ M. K. S. : le rayon de courbure R équivalent, à 250 MeV ($\rho\alpha = 1$) sera $R = 5$cm.

On voit par là qu'il est indispensable de réaliser une homogénéité de champ bien meilleure. Une homogénéité de 10^{-4} est souhaitable. Ceci correspond à une précision excellente sur la planéité des faces.

4.2. Structure du faisceau issu de la fente.

Nous supposerons ici que celle-ci est très fine. On peut envisager cette structure à divers points de vue.

a. Théorique. — Étant donné un faisceau isogène, cylindrique par exemple, et un électroaimant dont le champ a aussi une structure déterminée, quelle sera la structure du faisceau issu de la fente ?

b. On peut reprendre expérimentalement par l'hodoscope la détermination précédente, pour un électroaimant réel, en simulant un faisceau.

c. Enfin on peut se proposer de définir, au moyen du second électroaimant la structure du faisceau réel issu de la fente.

De toutes façons, on pourra représenter cette structure par

$$\eta = Bz + Cz^2, \qquad (95)$$

B caractérise le « défaut de mise au point ». On devra l'annuler;
C sera un terme d'aberration.

L'étude théorique peut se faire, par exemple, avec les hypothèses du paragraphe précédent. Elle est longue, mais conduit à des conclusions analogues à celles de ce paragraphe quant à la limitation du pouvoir de résolution par les aberrations.

L'étude expérimentale par l'hodoscope a été faite (§ 7.4.1), mais elle n'est pas très commode. On a préféré utiliser une autre méthode qui revient à rechercher la relation

$$\eta = B'u + C'u^2 \qquad (96)$$

pour une particule qui passe par la fente et dont la trajectoire incidente est parallèle à l'axe et à la distance u de celui-ci. Ici aussi B' caractérise le défaut de mise au point et C' l'aberration. Au foyer de Gauss, on aura

$$\eta = C'u^2. \qquad (97)$$

En fait, les valeurs de C' mesurées sont très faibles (§ 7.4.3).

Si le faisceau réel a une structure de la forme (95), cela voudra dire que le faisceau incident n'est pas cylindrique. Avec un faisceau isogène mais conique et un système sans aberration, C serait nul. La mesure de B, si elle est possible (§ 7.5.1) permet alors de corriger ce défaut. Il restera alors pour un faisceau réel

$$r_1 = C\varepsilon^2, \tag{98}$$

C aura une double origine : d'une part, le défaut de structure du champ de l'électroaimant, d'autre part un défaut de structure du faisceau qui ne serait pas isogène. Les mesures par l'hodoscope (C' nul) indiquent qu'un tel défaut serait surtout dû à un défaut du faisceau lui-même.

L'étude par l'hodoscope du second électroaimant a montré qu'il n'a pas, en focalisation mixte, d'aberration décelable (§ 7.5.2). Il serait intéressant d'étudier quelles sont les dimensions de l'image, compte tenu de ces résultats expérimentaux, quand on focalise en un point un faisceau dont la structure est donnée par une relation du type (96). Cela revient à reprendre les calculs faits au paragraphe 2.5.2 avec cette nouvelle hypothèse. On aurait ainsi une possibilité d'évaluation du terme C. Ce terme, s'il existe, sera dû à un défaut de structure du faisceau.

4.3. Lentille quadrupolaire. Focalisation mixte. Aberration chromatique.

Si l'on reçoit sur une lentille quadrupolaire un faisceau monoénergétique issu d'un point A, son

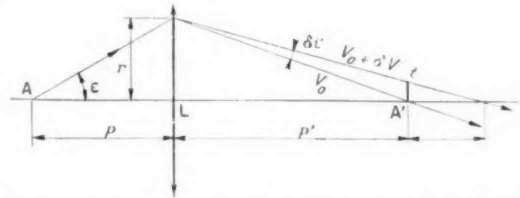


Fig. 26. — Lentille quadrupolaire, marche de deux électrons marginaux dont les trajectoires incidentes coïncident et ayant, l'un l'énergie moyenne v_0, l'autre énergie $V_0 + \delta V$.

image est en A′ (dans le sens horizontal, par exemple). Si le faisceau n'est pas monoénergétique, on aura quand même une image en A′ (*fig.* 26). Elle sera entachée d'une aberration du second ordre assez facile à calculer. L'aberration du troisième ordre existe même pour un faisceau monoénergétique, mais nous ne nous en occuperons pas ici.

Si l'on appelle D la convergence moyenne de la lentille, on aura, pour l'aberration transversale (²),

$$t = p'\,\delta i'' = p' r\,\delta D. \tag{99}$$

La variation D de la convergence dépend de la variation d'énergie

$$\frac{\delta D}{D} = -\frac{\delta V}{V}, \tag{100}$$

d'où

$$t = p' D r \frac{\delta V}{V} = \frac{p'}{f'} r \frac{\delta V}{V}. \tag{101}$$

En supposant que la distance image soit de l'ordre de grandeur de la distance focale, on a un ordre de grandeur de l'aberration transversale par

$$t = r\frac{\delta V}{V}. \tag{102}$$

Si nous supposons que le faisceau est analogue à ceux étudiés précédemment, on aura

$$r = p\varepsilon \qquad \text{et} \qquad \frac{\delta V}{V} = B\varepsilon, \tag{103}$$

d'où

$$t = \frac{pp'}{f'} B\varepsilon^2 = \frac{p'}{p}\frac{B}{f'} r^2. \tag{104}$$

En supposant qu'on a un faisceau de 20 cm de large ($r = 0{,}1$), ce qui est énorme, une distance focale de l'ordre de 5 m, un coefficient B de l'ordre de 2, on arrive à

$$t = \frac{p'}{p}\frac{0{,}02}{5} = 0{,}004\frac{p'}{p}. \tag{105}$$

En fait, on n'aura pratiquement jamais de faisceau aussi large et aussi dispersé. L'aberration principale (image au foyer) s'obtient facilement. On a

$$\frac{\delta f'}{f'} = \frac{\delta V}{V} \tag{106}$$

et

$$t = r\frac{\delta V}{V}.$$

Avec un faisceau de 20 cm de large dont l'énergie varierait de 2 % d'un bord à l'autre, on aurait une aberration transversale de 1 mm. Le calcul pour une suite de plusieurs lentilles donnerait des résultats du même ordre de grandeur. On notera que ces aberrations sont comparables à celles des lentilles de verre non achromatisées en lumière blanche.

(²) Par analogie avec l'optique ordinaire cette aberration est appelée « aberration chromatique ». Elle se calcule du reste exactement comme en optique ordinaire.

4.4. **Aberration verticale (électroaimant).**

On distinguera deux aberrations, l'aberration sphérique de l'optique géométrique, pour des électrons monoénergétiques et l'aberration chromatique.

Le calcul de la première est très difficile. Il faudrait en effet reprendre les calculs du paragraphe 4.1 dans l'autre sens. Nous ne l'avons pas fait. D'autre part, les mesures à l'hodoscope (chap. 7) sont impossibles en pratique. Les tracés de carte de champ sont fort longs. Suivant une suggestion qui nous a été faite par A. Septier, on peut admettre que, puisque l'induction est à divergence nulle les défauts du champ sont dans le plan vertical égaux à ceux du plan horizontal, au signe près. Ceci conduit à considérer que les aberrations verticales sont pour un électroaimant réel, de l'ordre de grandeur des aberrations horizontales.

Le calcul de l'aberration chromatique est plus complexe que celui du paragraphe 4.3. Si l'orientation du faisceau par rapport à la face ne varie pas, la distance focale varie comme le rayon de courbure. On retrouve le calcul de ce paragraphe 4.3. Mais, si l'orientation varie, comme ce sera le cas de la face de sortie de l'électroaimant analyseur, ou de la face d'entrée du second, on devra tenir compte de cette correction dont l'effet sera comparable à la variation du rayon de courbure.

Enfin, l'intervalle entre les lentilles équivalentes variera. Ce défaut est encore comparable aux précédents.

Pour faire le calcul, il faudra pratiquement calculer de proche en proche, ou faire les produits des matrices lentilles et des matrices intervalles. C'est fort long. Nous l'avons fait pour des cas particuliers (§ 5.6) [7].

5. ÉTUDE DES SYSTÈMES NON DISPERSIFS. APPLICATIONS. DÉBUNCHER. FOCALISATION TRIPLE.

5.1. **Debuncher. Définition.**

Dans les accélérateurs d'électrons, le « buncher » est la partie initiale de l'accélérateur, le faisceau y arrive sous forme d'un courant continu (pendant l'impulsion) à une énergie assez basse (quelques kiloélectronvolts) et à la sortie, les particules sont groupées en paquets distants de la longueur d'onde accélératrice, et ayant une énergie de l'ordre du mégaélectronvolt ou plus.

Un débuncher sera un appareil qui allongera dans le sens longitudinal le paquet issu d'un accélérateur. La distance de l'électron d'énergie $V_0 + \delta V$ à l'électron moyen, sera proportionnelle à δV. D'autre part, les directions des électrons émergents doivent avoir une structure identique à celle du faisceau incident. Un tel paquet pourra ensuite être injecté dans une section d'accélérateur avec une phase convenable pour ajouter plus d'énergie aux particules d'énergie relativement faible qu'aux autres, en sorte que, à la sortie de cette section, dite « section de rattrapage », toutes aient la même énergie. C'est donc un moyen de réaliser un accélérateur à bande d'énergie très étroite.

Un débuncher sera un système de plusieurs électroaimants, afocal horizontalement, verticalement et non dispersif. Le grandissement devra être égal à 1. Les électrons de grande énergie auront des rayons de courbure plus grands que les autres, d'où une trajectoire plus courte et un temps de transit plus court. Plusieurs solutions sont possibles.

5.2. **Débuncher à trois électroaimants** [6].

Ce système est à faces normales au faisceau. Il réalise donc pour l'électron moyen, l'afocalité verticale.

Si l'on considère des électrons initialement axiaux, mais d'énergies différentes, qui traversent successivement deux électroaimants de ce type, on peut, au premier ordre, assimiler à une droite le lieu des centres de courbures C, C′ dans le second électroaimant. Cette droite est définie à partir du premier électroaimant et de la face d'entrée du second. Si nous construisons un système en prenant cette droite comme axe de symétrie, il est évident que les électrons initialement axiaux se retrouveront sur un même axe à la sortie du système. Si, de plus, nous choisissons la distance des électroaimants telle que le foyer horizontal pour les électrons d'énergie moyenne soit sur cette droite, le système sera afocal horizontalement pour l'énergie moyenne. Il le sera aussi en première approximation pour les énergies voisines.

Un tel débuncher sera réalisé par trois électroaimants de même dimensions, faisant chacun tourner le faisceau du même angle α, alternativement à gauche et à droite. Sur la figure 27 on a représenté pour un tel système, la marche d'un pinceau d'électrons d'énergie moyenne avec le foyer horizontal H et le centre de courbure C de l'électron initialement axial dans le plan de symétrie. Pour des électrons d'énergie $V + \delta V$, ces points sont en H′ et C′. Dans un tel dispositif,

les plans de symétrie des trois électroaimants sont parallèles et leur écartement est $\frac{\rho}{2}\sin\frac{\alpha}{2}$.

Le calcul de l'allongement des paquets donne

$$\delta l = 2\rho\frac{\delta V}{V}\left(2\sin\alpha - 3\frac{\alpha}{2}\right). \tag{107}$$

On constate que, toutes choses égales d'ailleurs, l'allongement est maximum pour

$$\alpha = 41^\circ 30', \qquad \cos\alpha = 0,75. \tag{108}$$

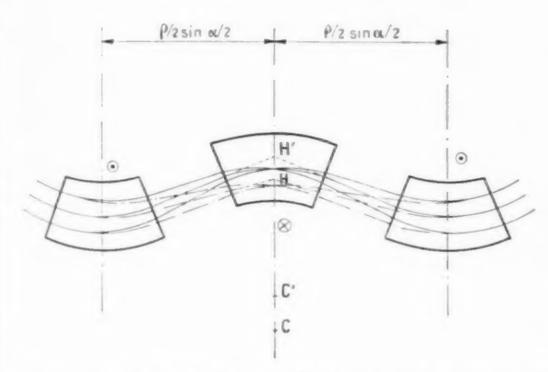


Fig. 27. — Schéma du principe du débuncher à trois électroaimants. Marche de deux pinceaux d'électrons initialement parallèles à l'axe du faisceau incident.

Ce système, pour intéressant qu'il soit, n'est pas sans défaut :

— Il introduit une courbure globale du faisceau, très gênante dans certains cas;

— Il possède une aberration chromatique verticale (*cf.* § 5.5).

La confusion des lieux du centre de courbure, du plan de symétrie et du lieu des foyers horizontaux n'est pas absolue, d'où une cause d'aberrations.

D'autres systèmes utilisant des électroaimants à faces normales peuvent être imaginés et restituer un faisceau émergent dans l'axe du premier.

5.3. Propriétés des électroaimants à faces parallèles.

5.3.1. Propriété fondamentale. — Un électron qui traversera successivement deux électroaimants à faces parallèles entre elles (*fig.* 28), de mêmes dimensions, de champs égaux et de sens inverses, aura à la sortie subi deux déviations égales et de signes contraires, quelles que soient sa position, sa direction, son énergie. Les arcs de cercle AB et A'B' sont toujours égaux. Il en résulte que ce dispositif sera rigoureusement afocal horizontalement et en énergie. Pour toutes les directions, le foyer horizontal et le foyer d'énergie seront rejetés à l'infini. Tout électron ressortira parallèle à sa direction d'entrée après avoir subi un déplacement variable. Dans la mesure où les champs sont parfaits, il n'y a pas d'aberrations à ces points de vue du moins.

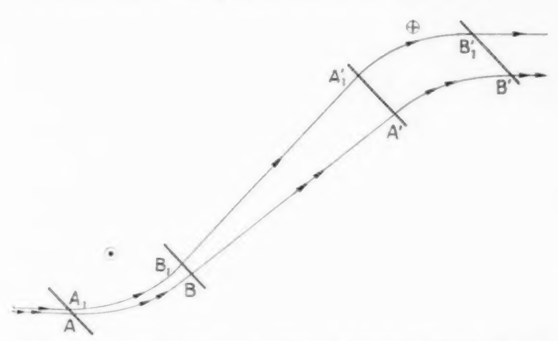


Fig. 28. — Trajectoires de deux électrons d'énergies différentes dans deux électroaimants à faces parallèles. Si les trajectoires incidentes sont parallèles, il en est de même des trajectoires émergentes.

Sur la figure 28 on a représenté la marche de deux électrons d'énergies différentes et initialement parallèles entre eux. On voit qu'ils ressortent parallèlement.

5.3.2. Élargissement du faisceau. — Il est intéressant de connaître l'élargissement du faisceau. Pour un faisceau monoénergétique, le grandissement est 1. Il suffit donc de connaître la distance des électrons initialement axiaux. C'est le terme $\lambda\cos\theta'$ de la formule (43) (§ 2.5.2).

ε est ici le $\delta\alpha$ du premier électroaimant [(6), § 2.1]

$$\varepsilon = \delta\alpha = -[\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)]\frac{\delta V}{V} = \frac{1}{B}\frac{\delta V}{V} \tag{109}$$

et h_2 est relatif à M, foyer d'énergie d'où, d'après (8) (§ 2.1),

$$\frac{1}{h_2} = \frac{L}{\rho} + \frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)}. \tag{110}$$

y' et y sont égaux, en sorte qu'on a

$$\begin{aligned}\lambda\cos\theta' = -\rho\frac{\delta V}{V}\Bigg\{\sin\alpha_0 &+ \left[\frac{L}{\rho} + \frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)}\right.\\ &\times(\cos\alpha - y\sin\alpha)\\ &\left. - \frac{1-\cos\alpha}{\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)}\right\}\\ &\times[\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)],\end{aligned} \tag{111}$$

ou

$$(112)\quad \lambda \cos\theta' = -\rho \frac{\delta V}{V} \Big\{ \Big[\sin\alpha_0 + \frac{L}{\rho}(\cos\alpha - y\sin\alpha) \Big]$$
$$\times [\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)$$
$$+ (1-\cos\alpha)(\cos\alpha - y\sin\alpha)$$
$$- (1-\cos\alpha)] \Big\}$$
$$= -\rho \frac{\delta V}{V} \Big\{ \frac{L}{\rho}(\cos\alpha - y\sin\alpha)$$
$$\times [\sin\alpha - y(1-\cos\alpha)]$$
$$- 2y\sin\alpha(1-\cos\alpha)$$
$$+ (1-\cos\alpha)(\cos\alpha - 1) + \sin^2\alpha \Big\},$$

$$(113)\quad \lambda \cos\theta' = -\frac{\delta V}{V} \{ L[y^2 \sin\alpha(1-\cos\alpha)$$
$$+ y(\cos\alpha - 1) + \cos\alpha \sin\alpha]$$
$$- 2y\rho\sin\alpha(1-\cos\alpha)$$
$$+ \rho[\sin\alpha - (1-\cos\alpha)^2] \}.$$

Cette expression est assez complexe. On voit cependant qu'on a par le choix de L, y et ρ une possibilité d'action sur ce terme. Une simplification importante correspondra à des faces intermédiaires perpendiculaires au faisceau ($y = 0$).

Il reste

$$(114)\quad \lambda \cos\theta' = -\frac{\delta V}{V} \{ L \cos\alpha \sin\alpha$$
$$+ \rho[\sin^2\alpha - (1-\cos\alpha)^2] \}.$$

Le système comporte deux applications très intéressantes.

5.4. Débuncher afocal à tir droit [7].

5.4.1. Pour que le système du paragraphe précédent soit afocal verticalement, il faut que le foyer V_1 du premier électroaimant soit au milieu de S_1E_2. Cette condition se traduit par (15), soit

$$v = \frac{2\rho}{L} = \frac{1-x}{1-2x} - y.$$

Nous avons une condition supplémentaire ici

$$(116)\quad \operatorname{tg}(\theta - \gamma) = \operatorname{tg}\alpha$$

qui est du reste identique à $h = 0$.

Ceci implique qu'on ne pourra pas donner n'importe quelle valeur à v; l'étude a été faite au paragraphe 3.1. On aboutit à (cf. *fig.* 16, § 3.1)

$$(117)\quad L \leq 3{,}6\rho.$$

On voit que si l'on fait suivre cet ensemble triplement afocal d'un système identique (*fig.* 29) symétrique par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau incident, on réalisera les conditions voulues pour avoir un débuncher. Le faisceau émergent sera dans l'axe du faisceau incident. Les électrons initialement axiaux le resteront quelle que soit leur énergie; horizontalement, pour toutes les énergies, un faisceau parallèle donnera un faisceau parallèle de même diamètre et de même direction. Verticalement, on aura la même propriété pour les électrons d'énergie moyenne et une légère aberration pour ceux d'énergie voisine.

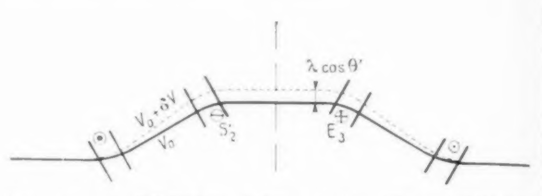


Fig. 29. — Débuncher afocal à tir droit. Trajectoires de deux électrons initialement axiaux mais d'énergies différentes.

5.4.2. ALLONGEMENT. — Le calcul peut se faire sans grandes difficultés. La longueur du trajet pour l'électron moyen est

$$(118)\quad 2(2\rho_0\alpha_0 + L) + \overline{S_2E_3}.$$

Pour un électron d'énergie différente, nous aurons, au premier ordre ([1])

$$(119)\quad 2(2\rho\alpha_0 + L + \lambda \operatorname{tg}\theta') + \overline{S_2E_3},$$

d'où un allongement

$$\delta l = 2(2\rho_0\,\delta\alpha + 2\alpha_0\,\delta\rho + \lambda\cos\theta' x).$$

Les différents termes sont connus (§ 5.3.5). Le résultat se simplifie pour $y = 0$, on a alors

$$(120)\quad \delta l = 4\rho_0\Big(2 - \frac{\alpha_0}{\sin\alpha_0} - \alpha_0\sin\alpha_0\Big)\delta\alpha$$
$$= -4\rho_0\sin\alpha\Big(2 - \frac{\alpha_0}{\sin\alpha_0} - \alpha_0\sin\alpha_0\Big)\frac{\delta V}{V}.$$

Les particules d'énergie plus faibles, plus déviées auront un trajet plus long.

On peut continuer le calcul de plusieurs façons. Par exemple, en se fixant α on a la relation suivante pour $\alpha = 30^{\circ}$:

$$(121)\quad \delta l = -1{,}4\rho\frac{\delta V}{V}$$

un allongement de 6 mm pour une variation d'énergie

([1]) L'allongement du faisceau entre les deux premiers électroaimants est en $L\frac{\delta\alpha^2}{2}$. On le néglige.

de 1 % donnera $\rho = 43$ cm.

$$\rho = 43 \text{ cm}.$$

Une telle valeur ne conduit pas à des appareils très grands.

Au contraire, on peut se fixer ρ en fonction de l'énergie du faisceau et calculer α en résolvant graphiquement. On peut aussi faire les calculs, quoique cela soit beaucoup plus compliqué, pour d'autres valeurs de y. Le nombre de paramètres libres est assez grand pour permettre des réalisations viables dans une très grande gamme d'énergies ou d'allongements.

5.5. Aberrations de ces systèmes.

L'aberration verticale peut dans tous ces systèmes se calculer suivant la méthode exposée au paragraphe 4.4. Ce calcul est long. A titre indicatif, on trouve, pour l'aberration verticale, pour un système de deux électroaimants à faces intermédiaires normales au faisceau, si le foyer intermédiaire pour l'énergie moyenne est à mi-chemin des deux électroaimants

$$(122) \qquad D = \frac{2}{\rho \cos\alpha}\left(\frac{1}{\sin\alpha} + \operatorname{tg}\alpha - \frac{\alpha}{\cos\alpha}\right)\frac{\partial V}{V}.$$

Ceci représente la convergence d'un tel système pour une énergie différente de l'énergie moyenne. La convergence reste faible pour des énergies ne s'écartant pas trop de l'énergie moyenne.

On notera qu'on a des résultats du même ordre de grandeur pour tous les dispositifs, mais que des choix judicieux de paramètres dans les systèmes à faces parallèles peuvent permettre de les minimiser. Le nombre important de paramètres libres dans ces dispositifs présente à ce point de vue un gros intérêt.

5.6. Focalisation multiple [8].

5.6.1. Condition de double focalisation : horizontale, énergie. — Nous avons vu précédemment qu'un système de deux électroaimants à faces parallèles entre elles est afocal en énergie et horizontalement. Si nous examinons la relation (48) (§ 2.5.2),

$$\begin{aligned}(x' + h')(h_2 - y')\sin\alpha_0 \\ + \cos\alpha_0(x' + h' + h_2 - y') \\ - \sin\alpha_0 + Bh_2[\sin\alpha_0 + (x' + h')(1 - \cos\alpha_0)] = 0,\end{aligned}$$

nous constaterons que si nous modifions x', à l'exclusion de tout autre paramètre, la somme $x' + h'$ reste un invariant.

Ceci veut dire que si la double convergence horizontale et en énergie est réalisée pour une valeur de x', elle le sera aussi pour n'importe quelle valeur de x'. La double convergence sera conservée au premier ordre par une rotation de face de sortie du second électroaimant.

Si deux électroaimants de mêmes dimensions et de champs égaux et de sens inverses ont leurs trois premières faces parallèles, le foyer horizontal du système est le même pour toutes les énergies.

Cette condition est indépendante de la distance qui sépare les électroaimants. On a démontré au paragraphe 2.4.2 l'équivalence entre une face tournante et un quadrupole dans le cas des images horizontales et verticales. Le raisonnement ci-dessus montre que la propriété est vraie en focalisation mixte pour la face de sortie. Il en est de même pour la face d'entrée, puisqu'un quadrupole accolé à la face d'entrée ne modifie pas Bh_2 (§ 2.5.2). Au premier ordre, l'équivalence est complète entre quadrupole et face tournante.

5.6.2. Réalisation de la triple focalisation. — Nous avons théoriquement plusieurs moyens de réaliser la triple focalisation.

1° Le système de deux électroaimants envisagé ci-dessus comporte deux paramètres libres : les angles des trois premières faces et celui de la dernière. Théoriquement cela suffit pour qu'il soit possible de l'utiliser seul pour réaliser la triple convergence, mais cela risque de ne pas donner des valeurs commodes.

2° On peut supposer que les trois premières faces sont fixes et que la quatrième varie. On ajoutera à une certaine distance de cette face une lentille quadrupolaire (*fig.* 30 *a*). En réglant le courant dans la lentille et l'angle de la face, on pourra réaliser la triple focalisation. Le calcul est analogue à celui qu'on ferait avec un système à quatre faces parallèles et deux lentilles que nous développerons.

3° On peut supposer que les électroaimants ont leurs quatre faces parallèles, soit V_2 leur foyer vertical. Le foyer horizontal est rejeté à l'infini. Si l'on ajoute un doublet de deux lentilles quadrupolaires (*fig.* 30 *b*) le foyer horizontal du système sera le foyer image horizontal F′ du doublet. Au premier ordre, ce foyer sera le même pour toutes les énergies. Si nous réglons les convergences conve-

nablement, ce foyer sera l'image verticale V'_2 de V_2 par ces lentilles. Ce problème a été traité aux paragraphes 2.2.1 et 3.3.2.

L'aberration reste faible. Elle dépendra de l'élargissement du faisceau; par exemple (§ 4.2) avec un élargissement du faisceau de 20 cm pour une bande passante de 2 %, on aura une aberration transversale de l'ordre du millimètre.

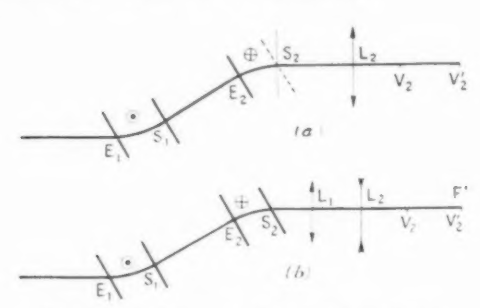


Fig. 30. — Dispositifs de focalisation triple.
Fig. 30 *a*. — Le réglage de l'image se fait par une lentille L et l'orientation de la dernière face (S_2);
Fig. 30 *b*. — Réglage de l'image par deux lentilles (L_1 et L_2).

6. RÉALISATION ET CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES DES ÉLECTROAIMANTS DE LA STATION 250 MeV DE L'ACCÉLÉRATEUR D'ORSAY.

Nous nous limiterons strictement dans ce chapitre aux caractères présentant une certaine importance du point de vue optique.

6.1. Description.

On a vu (§ 3.1.1) les raisons qui ont commandé le choix des rayons de courbure, c'est-à-dire de l'induction et des dimensions de ces électroaimants. Ils travaillent à induction relativement faible (4 500 gauss). Nous donnons (*fig.* 31) une perspective cavalière du circuit magnétique, bobines enlevées. Leurs caractéristiques essentielles sont les suivantes :

Rayon de courbure (électron moyen).		1,85	m
Entrefer	Hauteur	35	mm
	Largeur	150	»
	Longueur	970	»
Hauteur totale		720	»

6.2. Réglage de l'entrefer.

Ce point est primordial (§ 4.1). A cet effet, les pièces ont été usinées, recuites, etc., puis le montage a été fait, avec les bobines. L'entrefer est alors mesuré soigneusement. Il apparaît des irrégularités de l'ordre du dixième de millimètre. L'ensemble est alors démonté, la séparation se faisant en AB (*fig.* 31 et 32). Les faces des pièces polaires sont rendues planes par grattage, puis, à la raboteuse, on amène le plan de raccordement en AB à être, pour chaque élément, aussi parallèle que possible au plan des faces. On a supposé que la perturbation du métal produite par le grattage serait réduite au

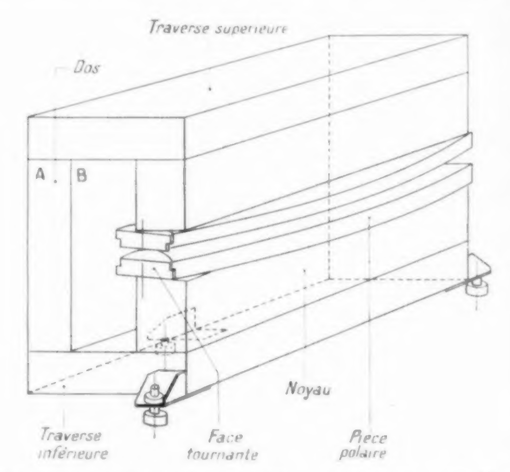


Fig. 31. — Perspective cavalière du circuit magnétique d'un électroaimant 250 MeV.

minimum, tandis qu'une modification structurale en AB due à l'usinage se ramènerait à l'introduction d'un léger entrefer dans cette région. Comme elle est éloignée au maximum du champ utile elle ne se répercutera pas beaucoup. On remonte l'ensemble, et l'on constate que l'entrefer est homogène à quelques centièmes de millimètre près.

Le processus prévu initialement consistait alors, au moyen des tendeurs (*fig.* 32 *b*) à appliquer les pièces polaires sur les trois cales (1) qui définissent un plan. Ces trois cales, usinées au micron d'après la cote réelle de l'entrefer après le dernier réglage (leur cote peut être différente de 35 mm) définissent un plan. Les tendeurs placés à l'intérieur du triangle défini par ces trois cales appliquent et maintiennent les pièces polaires en serrage sur les cales. Malheureusement on a constaté aux essais que, sous tension, il apparaît un léger pincement vers l'extérieur. Ceci est révélé, soit par le tracé de la carte de champ, soit par des calibres en métal non magnétique. On a remédié à ce défaut en ajoutant les cales (2). Celles-ci entrent juste quand l'électroaimant n'est

pas sous tension, et sont bloquées absolument en présence du champ. Ainsi, en charge, l'entrefer est homogène à quelques centièmes près.

Fig. 32. — Coupes du circuit magnétique montrant les dispositifs de réglage du parallélisme de l'entrefer (tendeurs, cales).

a. Coupe verticale; *b*. Coupe horizontale.

6.3. Mesures électromagnétiques.

Quelques mesures ont été effectuées sur l'électroaimant monté.

6.3.1. Courbe induction-courant (*fig.* 33). — La courbe a été tracée jusqu'à des valeurs très élevées de l'induction (9 400 gauss). Ces résultats seront très utiles pour la détermination prévue des électroaimants de 500 MeV. On voit que le courant correspondant à l'induction nominale est de 25 A, tandis que l'induction correspondant au courant nominal (36 A) est de 6 300 gauss, ce qui correspondrait à une énergie de 350 MeV.

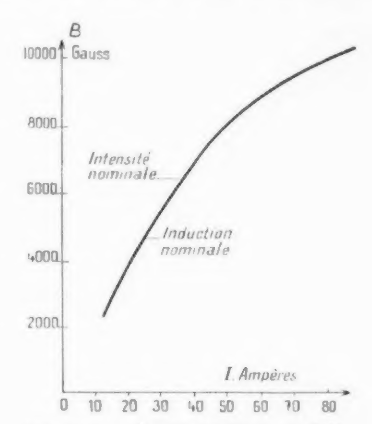


Fig. 33. — Électroaimant 250 MeV. Induction au milieu de l'entrefer en fonction du courant dans les bobines.

6.3.2. Échauffement (*fig.* 34). — La réalisation de la stabilisation n'est possible, aux précisions nécessaires que si la résistance des bobines ne varie que très peu. Pour s'en assurer, on a tracé

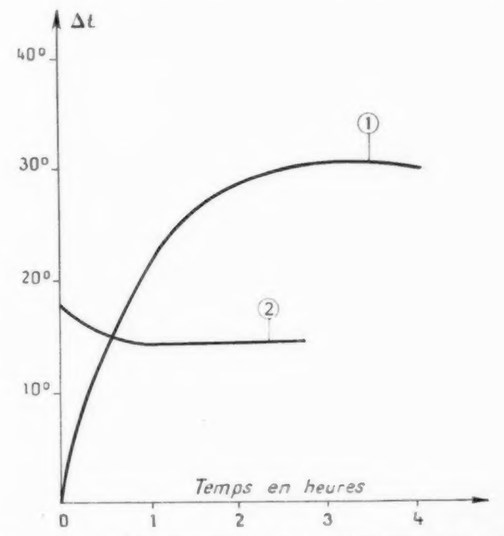


Fig. 34. — Échauffement d'un électroaimant 250 MeV pour diverses valeurs de l'intensité, en fonction du temps.

1° Intensité nominale (35 A) (correspond à 350 MeV);

2° Intensité 25 A (correspond à 250 MeV). La bobine était chaude au début de l'essai.

la courbe d'échauffement en fonction du temps pour deux valeurs du courant. On constate que le courant correspondant au champ nominal ne donne que 14° C d'échauffement, tandis que l'intensité de 35 A (voisine de l'intensité maximum) ne donne que 30° C d'échauffement. Ces mesures ont été faites d'après les variations de résistance de la bobine. Il n'est pas nécessaire de se préoccuper des points chauds. Compte tenu de l'échauffement moyen et de la structure de la bobine, les maximums de température ne risquent pas de mettre en danger la vie des isolants. Par contre, ces résultats seront très utiles pour la réalisation des stations ultérieures qui nécessiteront plus d'ampères tours.

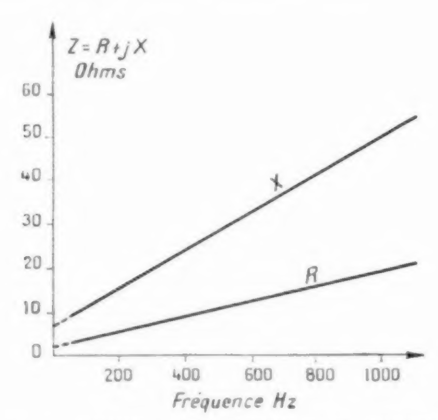


Fig. 35. — Variations de l'impédance de l'électroaimant en fonction de la fréquence.

6.3.3. Impédance. — Les mesures ont été faites au pont d'impédance, en basse fréquence, à faible niveau d'énergie, sans courant continu superposé (*fig.* 35).

Pratiquement, les courbes peuvent être assimilées à des droites.

On n'a pas fait de mesures au-dessous de 40 cycles.

Le prolongement de la droite relative au terme imaginaire (X) ne passe pas par l'origine. Ce résultat est compatible avec l'effet de blindage très grand que procurent les carcasses des bobines, d'une part et l'épaisseur du circuit magnétique, d'autre part. D'autres essais nous ont montré que le découplage est presque complet entre les diverses galettes des bobines.

6.4. Action des tensions alternatives.

On a étudié la structure de l'électroaimant pour éviter que les composantes alternatives de la tension délivrée par la dynamo n'agissent sur le champ utile. En effet, la stabilisation a un temps de réponse trop grand pour les corriger. On a mesuré, en fonction de la fréquence, le rapport entre l'induction créée et la tension alternative appliquée (*fig.* 36).

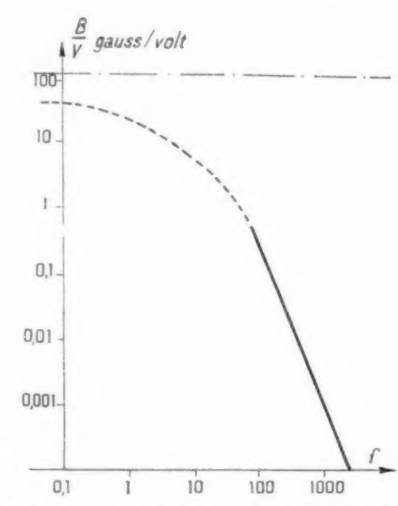


Fig. 36. — Action des tensions alternatives.

Pour cela, on a appliqué une tension alternative V de fréquence réglable aux bobines de l'électroaimant, et l'on a placé dans l'entrefer une bobine sonde dont la surface équivalente était de 6 m². On a mesuré avec le même amplificateur sélectif suivi d'un oscillographe étalonné muni d'un atténuateur, le rapport entre la tension V et la tension aux bornes de la bobine.

L'atténuation est excellente. On a également, sur l'électroaimant alimenté par sa dynamo, à courant normal, mesuré la composante alternative de l'induction, les valeurs trouvées ont été extrêmement faibles, de l'ordre de 0,004 gauss à 50 périodes, de 3.10^{-7} à 1200 périodes, ces fréquences étant pratiquement les seuls parasites délivrés par la dynamo. On peut donc considérer que l'induction est constante à mieux que le millionième.

6.5. Tracé de la carte de champ.

Les mesures ont été faites par un procédé différentiel, deux bobines B_1, B_2 aussi semblables que possible, étaient montées en opposition. La résultante était appliquée à un fluxmètre (*fig.* 37), le rhéostat monté en parallèle sur B_1 assurait l'équilibrage, B_1 était fixe, B_2 se déplaçait entre l'entrefer.

Grâce à l'équilibrage, on mesurait effectivement la différence d'induction entre le point de référence et

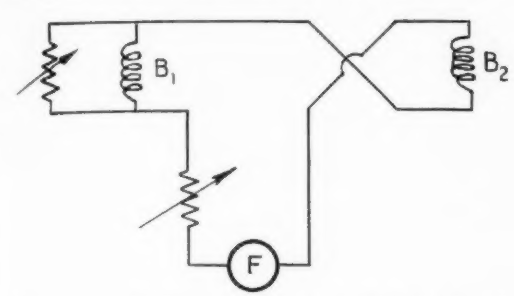


Fig. 37. — Montage électrique différentiel des bobines utilisé pour le tracé de la carte de champ.

le point de mesure. On a pu faire les constatations suivantes (*fig.* 38) :

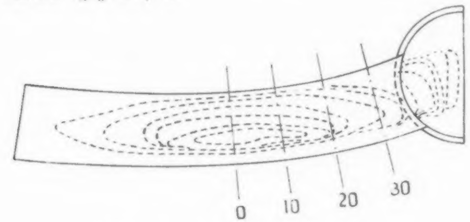


Fig. 38. — Carte de champ.

Le champ est homogène à 10^{-3} dans une région très grande, sur plus de 7 cm de large.

Les lignes équichamp sont pratiquement parallèles au bord de la face tournante.

Un léger gradient de champ montrait un certain pincement vers l'extérieur. On a même pu constater qu'autour des cales le champ s'infléchissait, l'épaisseur était plus grande sur les cales qu'à côté. Il y avait un fléchissement des pièces polaires, analogue à celui d'une toile de tente autour d'un piquet [ces mesures ont été faites avant l'adjonction des cales (2)]. Si l'on compare maintenant les résultats de la mesure de l'angle de face (§ 7.4.2) avec la valeur calculée, il semble qu'il y ait maintenant un défaut linéaire résiduel de sens inverse, ce qui est compatible avec la structure en C de l'électroaimant.

7. L'HODOSCOPE.

7.1. Principe. Application à l'étude de l'étalonnage et de la formation des images.

7.1.1. Principe. — La méthode de l'hodoscope [8] consiste à simuler la trajectoire d'une particule d'énergie constante dans un champ magnétique par la position d'un fil tendu, parcouru par un courant. Si le fil est en équilibre, on a, en chaque point, pour un fil de masse négligeable et sans raideur

$$B\rho = \frac{i}{p} \tag{123}$$

B, induction magnétique;
ρ, rayon de courbure du fil (unités M. K. S.);
i, intensité dans le fil;
p, tension mécanique du fil.

Pour une particule, $B\rho$ est une constante liée à son énergie. Si un fil en équilibre attaché en A, parcouru par une intensité i et soumis à la tension p, a une certaine direction en A, sa position coïncide avec celle d'une particule qui aurait la même direction en A et la même valeur de $B\rho$ en tous points. Pour un électron relativiste, on aura

$$\frac{1}{ec}\sqrt{V(V+1{,}02)} = B\rho = \frac{i}{p} \qquad (V \text{ en MeV}). \tag{124}$$

Si nous passons à des unités commodes, nous aurons, pour de hautes énergies

$$\frac{p}{i} = 0{,}340\ V. \tag{125}$$

p, gramme force;
i, ampère;
V, MeV.

7.1.2. Types de mesures. — On aura deux cas très différents.

7.1.2.1. *Étalonnage.* — La détermination de l'énergie du faisceau fournie par l'ensemble analyseur-fente en fonction du courant de l'électroaimant se heurte à de très nombreuses causes d'erreurs : hystérésis du circuit magnétique de l'électroaimant, mesures absolues de l'intensité dans le fil et de sa tension. Au total, on ne dépassera pas 1 %.

7.1.2.2. *Formation des images* (mise au point, aberrations, etc.). — On devait en principe mettre en évidence un pouvoir de résolution de 1000, ceci nécessite des mesures beaucoup plus précises que pour l'étalonnage. Il s'agira en fait de mesures différentielles. Sous réserve de prendre certaines précautions, on peut arriver à déceler des variations de l'ordre de 10^{-4}. C'est pourquoi une étude préliminaire assez poussée des conditions expérimentales a été faite [9].

7.2. Études préliminaires.

7.2.1. Tension du fil. — 7.2.1.1. *Influence de*

la masse du fil; variation de la tension le long du fil. — On va écrire les équations d'équilibre du fil dans le cas de l'électroaimant d'entrefer horizontal, en tenant compte de la masse du fil.

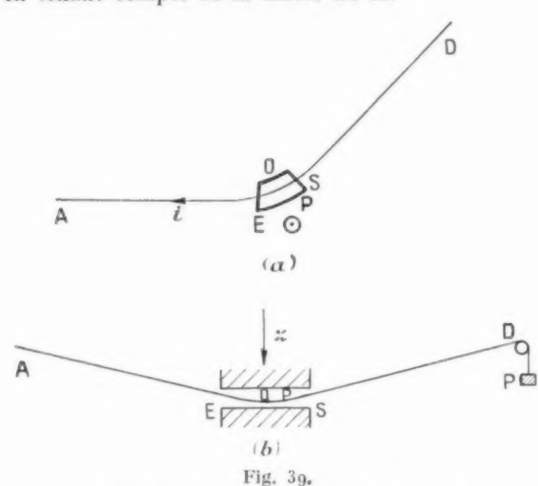


Fig. 39.
Projection horizontale du fil en équilibre;
Projection verticale du fil en équilibre.

On a choisi les points d'attache du fil, symétriques par rapport à l'électroaimant et l'on suppose l'induction B uniforme dans l'entrefer. Le fil présente les aspects suivants :

— en projection dans un plan horizontal (*fig.* 39 *a*);
— en projection dans un plan vertical longitudinal (*fig.* 39 *b*).

En première approximation, le fil a la forme d'une chaînette entre D et S ou E et A, et entre E

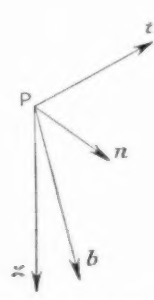


Fig. 40. — Trièdre de Frenet relatif au point P.

et S d'un arc de cercle. En un point P entre E et S dans le triède de Frenet (*fig.* 40) (*t*, *n*, *b*) relatif à la courbe coïncidant avec le fil et orienté dans le sens du courant, *F* est la force appliquée au fil par unité de longueur, l'équilibre s'exprime par :

$$\frac{d\mathbf{p}}{ds}\,ds + \mathbf{F}\,ds = 0, \tag{126}$$

dans le cas présent

$$\frac{d\mathbf{p}}{ds}\,ds + \mathbf{F}\,ds = \left(\frac{dp}{ds}\,\mathbf{t} + \frac{p}{\rho}\,\mathbf{n}\right)ds + i\,ds\,\mathbf{t} \wedge B\mathbf{z} + \mu\mathbf{z}\,ds = 0, \tag{127}$$

μ, poids du fil par unité de longueur.

L'induction étant dirigée vers le haut comme l'indique la figure 39 *a*, les vecteurs **t** et **n** sont faiblement inclinés sur le plan horizontal et **b** est voisin de **z**, le fil dessinant un arc de cercle dans un plan très peu incliné sur le plan horizontal.

Nous poserons

$$\left\{\begin{array}{l} \mathbf{z},\ \mathbf{t} = \dfrac{\pi}{2} - \alpha, \\ \mathbf{z},\ \mathbf{n} = \dfrac{\pi}{2} - \beta, \\ \mathbf{z},\ \mathbf{b} = \gamma, \end{array}\right. \tag{128}$$

α, β, γ, étant de petits angles fonctions de la position de P.

Dans le trièdre de Frenet, les composantes du vecteur **z** sont

$$\mathbf{z}\left\{\begin{array}{l} \sin\alpha \\ \sin\beta \\ \cos\gamma \end{array}\right. \quad \text{et celles du vecteur} \quad \mathbf{t} \wedge \mathbf{z}\left\{\begin{array}{c} 0 \\ -\cos\gamma \\ \sin\beta \end{array}\right. \tag{129}$$

qu'on peut écrire, en limitant au second ordre,

$$\mathbf{z}\left\{\begin{array}{l} \alpha, \\ \beta, \\ 1 - \dfrac{\gamma^2}{2}, \end{array}\right. \qquad \mathbf{t} \wedge \mathbf{z}\left\{\begin{array}{c} 0, \\ -\left(1 - \dfrac{\gamma^2}{2}\right), \\ \beta. \end{array}\right. \tag{130}$$

La condition d'équilibre devient alors :

$$\left(\frac{dp}{ds}\,\mathbf{t} + \frac{p}{\rho}\,\mathbf{n}\right)ds + \mu\alpha\,\mathbf{t}\,ds + \mu\beta\,\mathbf{n}\,ds + \mu\left(1 - \frac{\gamma^2}{2}\right)ds\,\mathbf{b} - i\,B\,ds\left(1 - \frac{\gamma^2}{2}\right)\mathbf{n} + i\,B\,ds\,\beta\,\mathbf{b} = 0 \tag{131}$$

Sur la tangente on a

$$\frac{dp}{ds} = -\mu\alpha. \tag{132}$$

Cette relation exprime la variation de la tension le long du fil. Admettons que le fil soit horizontal en O milieu de l'entrefer; dans l'entrefer, α sera

maximum en S. On aura dans l'entrefer

$$p_0 - p_s \leq \overline{SO} + \mu\alpha_s, \tag{133}$$

puisque α sera maximum en S. Si nous prenons des valeurs numériques moyennes

$$\mu = 0,3 \text{ g/m},$$
$$SO = 0,5 \text{ m},$$
$$SD = 5 \quad \text{m}$$

et une flèche totale (Δz) de 2 cm, α_s sera certainement inférieur à $\frac{2}{500}$. Ceci nous conduit à

$$p_0 - p_s \leq 0,6.10^{-3} \quad \text{gp}. \tag{134}$$

Nous aurons la différence entre les tensions en D et S en utilisant les propriétés de la chaînette

$$p_D - p_s = \mu\,\Delta z = 6.10^{-3} \quad \text{gp}. \tag{135}$$

Il nous faut aussi tenir compte de la projection sur **n** qui donne

$$\frac{p}{\rho} + \mu\zeta - iB\left(1 - \frac{\alpha^2}{2}\right) = 0. \tag{136}$$

L'inclinaison sur l'horizontale du plan du cercle entre E et S est très faible; pour des tensions de l'ordre de 100 gp, les termes correctifs seront très petits, la relation

$$Bp = \frac{p}{i} \tag{137}$$

sera vérifiée à mieux que 10^{-4}.

En conclusion, l'erreur qu'on fera en supposant que la tension en D est celle qui intervient en tous points du fil introduira une erreur de l'ordre de 10^{-4} sur les étalonnages. Mais dans les études de formation d'image où l'on mesure des différences, ce terme n'interviendra pas. Il n'y a pas lieu de tenir compte de la masse du fil entre A et D.

7.2.1.2. *Étude de la mesure de la tension.* — Nous avons tout d'abord pensé à utiliser un pendule pesant, à l'extrémité duquel serait fixé le fil, quittant la position verticale sous l'effet de la tension *p*. Nous comparerions ainsi les moments du poids du pendule et de la tension *p*. Le point d'attache D du fil ne serait plus fixe. De plus, cette méthode nécessite la mesure de l'angle du pendule et de la verticale par la méthode de Poggendorf et un étalonnage préalable délicat. Les erreurs essentielles viennent des frottements sur l'axe du pendule auxquels s'ajoutent ceux sur l'axe de la poulie au moment de l'étalonnage. Cette double cause d'erreurs diminue la précision de l'étalonnage. Ces erreurs d'étalonnage s'ajoutent à celles des mesures par la suite. Aussi avons-nous abandonné cette solution.

Nous avons envisagé d'utiliser une balance en attachant le fil sous un plateau et en le renvoyant à l'aide d'une poulie dans sa position horizontale. Le problème est le même que le précédent; il faut éviter les frottements sur l'axe de la balance et sur celui de la poulie. Là toutefois, la lecture est directe. On supprime une série de mesures et la précision en est améliorée.

Nous avons utilisé une simple poulie. Le fil passant sur la poulie est tendu par un poids attaché à son extrémité. Le point d'attache D du fil est ici toujours le même : le point de contact supérieur du fil et de la poulie. Au lieu d'avoir des frottements en deux endroits différents comme précédemment, il n'y en a plus que sur l'axe de la poulie et nous allons les diminuer au maximum.

Nous pouvons monter la poulie sur pivots, à la manière d'une roue d'horlogerie. Les renseignements recueillis à ce sujet nous ont fait préférer des roulements à billes dont les frottements sont moindres.

Au centre de la poulie sont insérés deux roulements à billes juxtaposés de même axe. Les bagues intérieures sont solidaires de l'axe fixe, les bagues extérieures sont solidaires de la poulie.

Les roulements à billes choisis doivent travailler à vitesse nulle; à la moindre différence de tension entre les deux brins de fil, ils doivent tourner; ils ont un couple au démarrage faible. Ils peuvent supporter une tension de 300 g sur chacun des brins, soit une charge radiale de 425 g. La poulie est faite en duralumin, métal léger, et de diamètre assez grand (10 cm) de façon à utiliser au mieux le faible couple au démarrage des roulements. La gorge dans laquelle passe le fil est en V. La juxtaposition des deux roulements pour une seule poulie l'assujettit à tourner toujours dans un même plan perpendiculaire à l'axe.

Deux poulies sont ainsi préparées en vue des manipulations, l'une à roulements ouverts convenablement graissés, l'autre à roulements fermés à l'abri de toutes poussières.

Les deux poulies ont été tournées avec assez de soin pour être bien équilibrées. La poulie à roulements ouverts présente deux ou trois points durs alors que celle à roulements fermés n'en a pas.

Les tensions employées vont varier entre 100 et 200 gp environ. Dans cet intervalle de valeurs, cherchons à déterminer la sensibilité des poulies.

Pour cela nous faisons passer un fil sur la poulie,

ses deux brins (*fig.* 41) étant verticaux; à une de ses extrémités est attachée une tare quelconque, à l'autre un plateau portant des poids. Sur le plateau nous mettons un poids trop petit pour avoir l'équilibre; nous l'augmentons petit à petit jusqu'à équilibre de décigramme en décigramme et nous notons le dernier poids p_1 qui a permis au plateau de monter.

Nous augmentons encore le poids dans le plateau jusqu'à p_2, premier poids pour lequel le plateau descend.

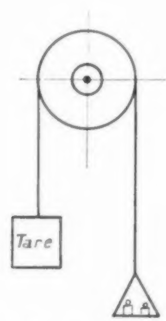


Fig. 41. — Principe de la détermination du couple de démarrage d'une poulie en fonction de la tension des brins.

Nous pouvons alors dire que la tare a un poids

$$p = \frac{p_1 + p_2}{2}$$

déterminé à mieux de

$$\Delta p = \frac{p_1 - p_2}{2} \quad \text{près.}$$

Le poids du plateau est de 15 g environ.

Pour un fil de 20/100e de millimètre de diamètre, nous obtenons les résultats suivants :

Poulie à roulements.	p_1 (gp).	p_2 (gp).	$\frac{\Delta p}{p}$ (°/₀₀).
Ouverts	136,1	136,7	2
	175,3	175,9	1,5
Fermés	108,6	109,0	1,7
	136,3	136,7	1,4
	175,3	175,7	1

Pour les roulements fermés les résultats restent les mêmes si l'on change la zone d'application du fil dans la gorge. La poulie à roulements ouverts est moins fidèle et la rencontre d'un point dur peut changer le résultat; elle a dans l'ensemble une moins bonne précision.

Nous avons aussi changé de fil, pour voir si la raideur ou les frottements dans la gorge de la poulie n'intervenaient pas dans cette expérience. Nous avons fait l'essai avec la poulie à roulements fermés. Pour une même tare :

Diamètre du fil (mm).	p_1 (gp).	p_2 (gp).
20/100e	136,7	137,1
30/100e	136,5	137,0

Le diamètre du fil n'intervient guère dans la précision de la mesure. Remarquons que le poids des brins de fil n'est pas tout à fait négligeable; il est de l'ordre de l'imprécision sur la mesure; dans les manipulations où p devra être connu rigoureusement, il faudra tenir compte du poids du fil entre la poulie et le poids.

Dans les conditions expérimentales précédentes, un poids est déterminé avec une précision variant de 1 à 2 °/₀₀. Dans les conditions normales d'utilisation de la poulie, avec un brin de fil horizontal, nous pouvons considérer que la précision sera meilleure dans un rapport de $\sqrt{2}$.

Quand le fil a été mis en place, on s'est aperçu que les diverses opérations étaient reproductibles avec une précision bien meilleure que celle qui était prévue. On peut supposer que le fait que le fil oscillait avant de parvenir à sa position d'équilibre supprimait beaucoup des causes d'erreur inhérentes à la poulie.

7.2.2. Stabilité du fil. — Pour que les mesures soient réalisables, il faut que la position d'équilibre du fil étudiée aux paragraphes précédents soit stable, c'est-à-dire qu'un léger déplacement de sa position entraîne l'apparition de forces l'y ramenant. De plus, ce retour devra se faire avec un amortissement convenable. On devra, en effet, éviter soigneusement que le fil oscille autour de sa position d'équilibre, et notamment que les causes parasites d'oscillations : instabilités électriques, courants d'air, etc. n'introduisent ces oscillations. L'étude complète du phénomène est très délicate, nous la ferons seulement sur quelques cas particuliers. Les conclusions se généralisent et l'expérience justifie cette généralisation.

Cas d'une lentille. — Nous raisonnerons sur une lentille quadrupolaire que nous supposerons mince, d'axe optique (OZ) vertical. Nous prendrons un axe horizontal OX dans le plan de la lentille et nous appellerons H le « foyer » dans ce plan. En projection sur ce plan, tout rayon émergent verticalement (vers le bas) passera en H. Supposons le fil attaché en A (x_A, z_A), il est libre à son extrémité

inférieure et tendu par un poids p. A l'équilibre il passera par AH et coupera OX en P$(x, 0)$. Il est soumis de la part de la lentille à une force F proportionnelle à x. A l'équilibre, on peut écrire que la résultante des forces est en projection sur OX (*fig.* 42),

$$R = m x_0 - p\alpha = 0. \tag{138}$$

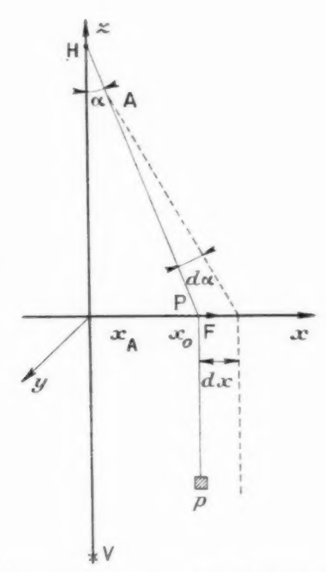


Fig. 42. — Équilibre du fil; cas d'une lentille convergente; point d'attache entre le foyer et la lentille.

En se référant à la convergence D de la lentille, on a

$$\alpha = -xD. \tag{139}$$

d'où

$$m = pD. \tag{140}$$

Si le fil est écarté de sa position d'équilibre, on aura

$$dR = p(D\,dx - d\alpha), \tag{141}$$

or

$$\alpha = \frac{x - x_A}{z_A}, \tag{142}$$

d'où

$$dR = p\left(D - \frac{1}{z_A}\right)dx. \tag{143}$$

La condition d'équilibre est

$$D - \frac{1}{z_A} < 0 \tag{144}$$

ou A entre H et la lentille.

Si nous projetons sur le plan Oy, Oz, le « foyer » est en V, au-dessous de Oy. Nous dirons qu'il est virtuel. Le même calcul que précédemment montre que, en projection sur ce plan, l'équilibre est toujours stable.

Le calcul se généralise à un système optique plus complexe, par exemple deux lentilles croisées. On trouve que l'équilibre est stable si le point d'attache est entre la lentille et celui des foyers réels qui en est le plus rapproché.

On constate aussi que le terme de rappel est d'autant plus petit que le point d'attache est plus près de ce foyer. Ceci voudra dire que la période des oscillations libres sera d'autant plus grande que A sera plus près du foyer. Si l'on est dans des conditions telles que le terme de rappel soit petit, il pourra apparaître des oscillations d'amplitude telles que le fil sorte du champ. On y remédiera en plongeant l'extrémité inférieure du fil dans de l'eau, ce qui introduira un amortissement excellent, surtout si le fil est équipé d'une palette assez grande. Il faut alors en tenir compte dans le calcul de la poussée d'Archimède et éviter la formation de bulles sur la palette en ajoutant un mouillant à l'eau.

Cas général. — En pratique, avec la disposition de la figure 39 *b*, le calcul de la stabilité est beaucoup plus délicat. Nous ne le ferons pas. Nous admettrons que la condition de stabilité est : la poulie doit être entre l'électroaimant et la plus proche des images réelles de A. Nous n'avons pas cherché à la vérifier expérimentalement, mais nous avons constaté que la période des oscillations du fil était d'autant plus grande que l'image de A était plus proche de D. Les oscillations se manifestaient dans le plan (horizontal ou vertical) correspondant à cet image.

Les petites oscillations libres du fil autour de sa position d'équilibre sont très utiles. Elles permettent de constater la disparition des frottements solides, et contribuent à les supprimer.

7.2.3. Intensité dans le fil. — Le calcul et l'expérience montrent que la méthode ne peut fonctionner pour de grandes portées du fil que si l'intensité dans le fil et le courant dans l'électroaimant I sont très stables.

Supposons que A et D soient conjugués au sens de la focalisation mixte pour une valeur du coefficient B de l'ordre de 1, ce qui sera assez courant. Avec les portées envisagées précédemment (4 m de part et d'autre de l'électroaimant) une variation relative de l'énergie simulée de 10^{-4} correspondra

à un déplacement du fil de 0,4 mm dans l'entrefer. Il faudra donc que les courants soient stabilisés avec une précision au moins de cet ordre pour que les mesures aient un sens. La réalisation d'une intensité stabilisée réglable progressivement avec une telle précision est très délicate. Nous avons préféré avoir recours à un montage stable par lui-même.

Supposons qu'on alimente par une batterie d'accumulateurs un fil de cuivre fin en série avec une résistance *R*. On peut admettre que l'irrégularité de la température du fil sera proportionnelle à la température de celui-ci. Si l'on fait le calcul,

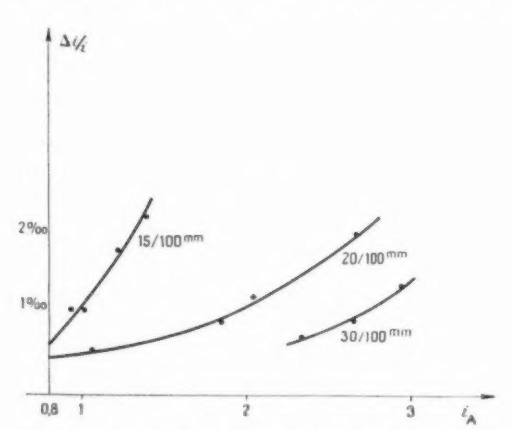


Fig. 43. — Fluctuations du courant dans un fil en fonction de l'intensité pour divers diamètres du fil.

on constate que, suivant cette hypothèse, les fluctuations de l'intensité augmentent très rapidement quand on diminue le diamètre du fil, pour une intensité donnée. Pour une intensité donnée on aura une stabilité de courant d'autant meilleure que le fil sera plus gros. Des essais systématiques ont été faits sur table avec des fils de 9 m de long montés sans tension mécanique sur un cadre de 1,50 m de côté. L'intensité était contrôlée par la méthode d'opposition classique, et les fluctuations déduites des oscillations aléatoires du galvanomètre. Ces mesures ont été faites à une époque où l'on n'envisageait pas la nécessité d'une aussi bonne stabilisation (*fig.* 43). C'est pourquoi on s'est limité à une stabilisation de 1 $^{0}/_{00}$. Ce montage laisse subsister une légère dérive lente qu'on corrige facilement à la main.

7.2.4. Précision obtenue. — L'étude préliminaire permettait d'espérer des mesures absolues à 1 % et des mesures fines à 1 $^{0}/_{00}$ au mieux. En fait, on a pu progressivement améliorer la reproductibilité des mesures et obtenir des résultats très précis. Tous ceux que nous donnons aux paragraphes 7.2.4 et 7.2.5 de ce chapitre ne l'ont pas été avec la meilleure précision possible, car nous n'avons pas jugé utile de reprendre avec une plus grande précision des résultats satisfaisants en eux-mêmes.

A priori, certaines causes d'erreurs peuvent paraître importantes, c'est ainsi que sous réserve d'un recuit convenable, la raideur du fil n'intervient pas, les frottements de la poulie pratiquement pas non plus. On retrouve le même réglage en amenant le fil en place par la gauche ou par la droite.

La hauteur du fil dans l'entrefer n'est pas critique, son horizontalité non plus. Ce résultat confirmerait l'hypothèse (§ 4.4) selon laquelle les aberrations horizontales et verticales sont liées.

Ce qui est très critique, par contre, c'est la stabilité de l'intensité. Nous avons initialement utilisé un galvanomètre sensible mais dont la résistance n'était pas adaptée à celle du pont, et qui ne permettait pas de déceler des variations inférieures à 5.10^{-4} (§ 7.2.3). En fait, par une meilleure adaptation, nous avons pu mettre en évidence la corrélation entre les fluctuations d'intensité et les écarts de position du fil. Il est essentiel que le fil ne chauffe pas. Dès qu'on dépasse une intensité critique dépendant du diamètre du fil, les fluctuations apparaissent.

Ainsi, des fils relativement gros (30/100e) permettent de réaliser des tensions mécaniques assez fortes. C'est avec eux qu'on a eu les meilleurs résultats. Ainsi, les courants d'air, inévitables avec de grandes portées dans les locaux où se font les essais, n'agissent pas. Au total, on peut considérer que dans les études de formation d'images, des variations relatives de 2.10^{-4} sont décelables.

7.3. Montage expérimental.

Le montage de l'expérience consiste en premier lieu en la mise en place de quatre supports à crémaillères dont les lignes sont graduées A, B, C, D, selon la disposition indiquée sur le schéma (*fig.* 44). Ces supports sont fixés solidement à quatre massifs de ciment (destinés à supporter plus tard les enceintes à vide) de façon que leurs tiges horizontales soient perpendiculaires à l'axe théorique du faisceau direct ou dévié selon le cas. Cette perpendicularité est réalisée simplement à l'œil, toute erreur de ce réglage n'intervenant qu'au second ordre dans la lecture d'une graduation de la tige horizontale.

Le fil est fixé à la tige horizontale du support A. Le point d'attache est repéré soigneusement.

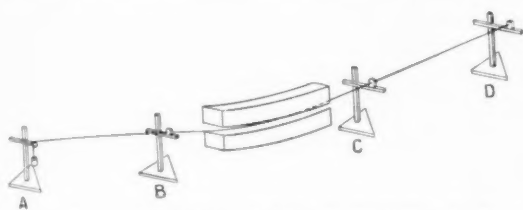


Fig. 44. — Disposition générale de l'entrefer, du fil, des supports pour la détermination de la position d'équilibre.

La poulie est placée en D. Les supports B et C portent une fenêtre de plexiglass (*fig.* 45). Deux

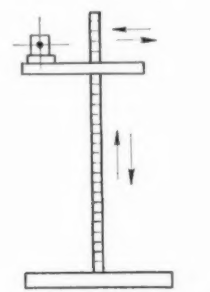


Fig. 45. — Support à crémaillère (B ou C) avec fenêtre pour repérer la position du fil.

traits, l'un horizontal, l'autre vertical permettent de repérer la position exacte du fil. On commence par matérialiser les axes théoriques incident et émergent par un fil de nylon très tendu, ce qui permet ensuite de repérer les positions du fil par rapport à cet axe avec une précision de l'ordre de 0,25 mm.

L'intensité dans le fil est réglée par deux rhéostats en parallèle (*fig.* 46) de valeurs très différentes,

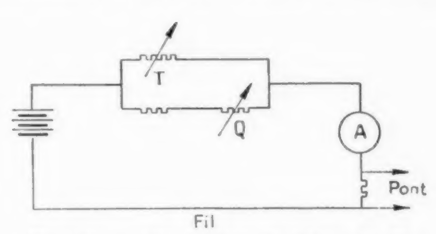


Fig. 46. — Alimentation électrique du fil.

l'un assure le dégrossissage, l'autre en série avec une résistance fixe permet d'effectuer un réglage fin. Le montage comporte, en outre, un ampèremètre et un shunt S. La mesure fine de l'intensité est faite au pont, en mesurant la tension aux bornes de S. L'intensité I dans les électroaimants est contrôlée du pupitre. Sous réserve d'une stabilité suffisante et du nombre d'opérateurs adéquat, on peut donc déterminer la trajectoire d'un électron pour des valeurs déterminées de i et I.

7.4. Électroaimant analyseur.

7.4.1. Tracé d'une caustique. — Après quelques

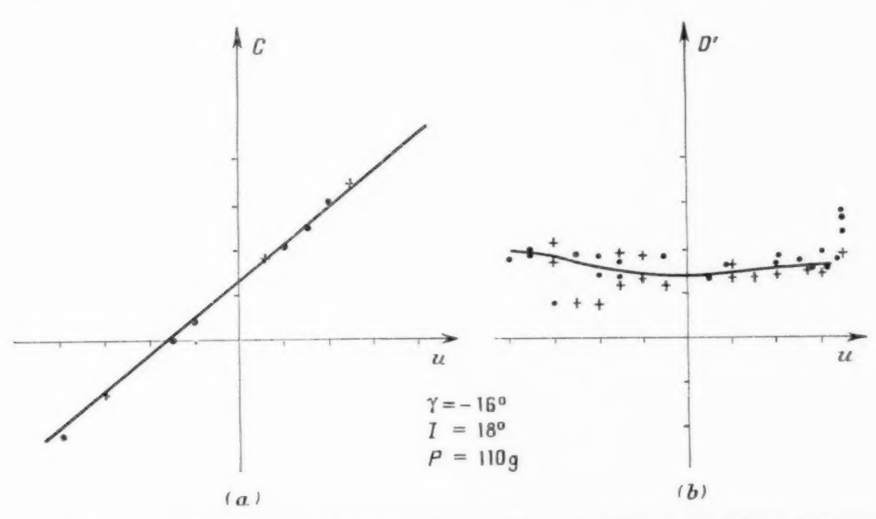


Fig. 47. — Position du fil dans les plans C (*a*) et D (*b*) en fonction de sa distance à l'axe du faisceau incident en aval de l'électroaimant.

tâtonnements, on a pu tracer une caustique du faisceau émergent. Pour cela on réglait le point D

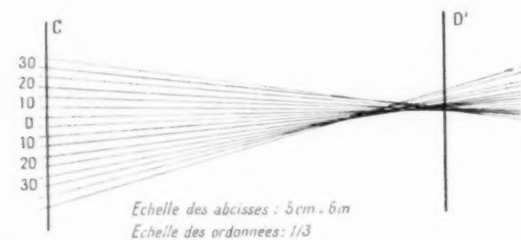


Fig. 48. — Tracé des trajectoires des électrons émergents pour diverses positions du rayon incident parallèle à l'axe. Les trajectoires enveloppent la caustique.

pour qu'à un courant i donné et une position donnée de A à la distance u de l'axe incident, le fil soit parallèle à l'axe en amont de l'électroaimant. I ne variait pas. On a d'abord, à partir des valeurs lues en C et D, tracé les trajectoires elles-mêmes. Malheureusement, la dispersion des mesures est telle que les graphiques obtenus ainsi sont peu utilisables. On y a remédié en traçant en fonction de u les positions C (u) et D (u) (*fig.* 47). La relation C (u) est linéaire. Les points expérimentaux sont très bien alignés; en D (u) l'alignement est moins bon et l'on a une certaine dispersion des mesures. Il est quand même possible à partir de ces points de tracer une courbe donnant D (u). C'est à partir des valeurs moyennes représentées par ces courbes qu'on a tracé (*fig.* 48) les trajectoires des électrons émergents. On a ainsi l'enveloppe, qui est la caustique, et les aberrations. On voit que celles-ci sont faibles.

Nous donnons ces résultats comme exemples des possibilités de cette méthode. Il est certainement possible d'avoir de meilleurs résultats que ceux que nous exposons ici, mais il s'agit là, en fait, des premiers résultats d'une méthode améliorée et

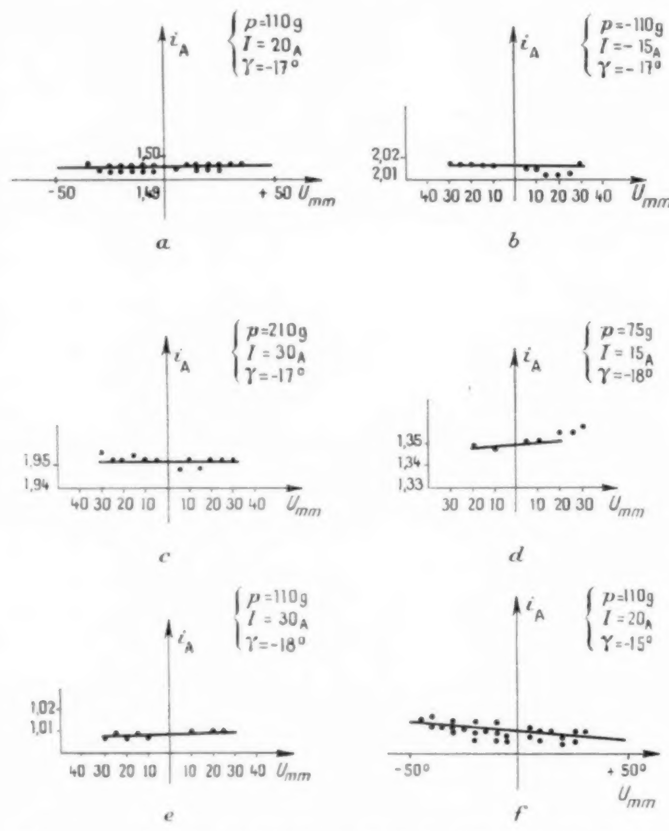


Fig. 49. — Réglage de l'angle de face de l'électroaimant analyseur. Courbes i (u) pour diverses valeurs du courant dans l'électroaimant (I) et de l'angle de face (γ).

modifiée depuis. C'est cependant ainsi qu'il faudrait procéder pour vérifier le parallélisme des faces (*cf.* § 5.3) d'un ou plusieurs électroaimants.

7.4.2. Réglage de l'angle de la face. — Nous avons ensuite modifié profondément le mode opératoire. Le fil est attaché dans le plan de la fente D (*fig.* 44). La poulie est en A. Le cimblot C est supprimé. On règle le courant dans le fil pour qu'il soit parallèle à l'axe en AB. Il suffit d'un seul opérateur. On règle i pour mettre le fil dans le cimblot B. On règle le pont. Il suffit de vérifier que le fil est en place quand le galvanomètre est au zéro. Ce procédé est extrêmement commode. Les résultats obtenus sont très bons et très reproductibles. On trace la courbe $i(u)$ (*fig.* 49). Si cette courbe est une droite horizontale, c'est que le foyer est sur la fente. En effet, pour une énergie donnée, les électrons passent par la fente quelle que soit leur position. Si elle est oblique, c'est qu'on a un foyer au-deçà ou au-delà. Le sens de la pente dépend de la position relative du foyer par rapport à la fente. Nous avons ainsi pu régler l'angle de face avec une précision de l'ordre d'un demi-degré, et vérifier que cet angle ne dépend pas du courant magnétisant. [1]

7.4.3. Pouvoir de résolution. — L'évaluation précise de cette grandeur est à la limite de nos

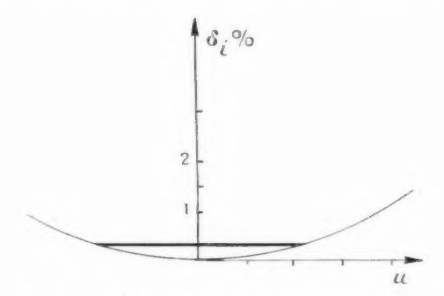


Fig. 50. — Évaluation du pouvoir de résolution de l'électroaimant analyseur.

possibilités expérimentales. Les courbes tracées sont en fait des moyennes. La dispersion des pointés n'est pas négligeable.

Supposons que la courbe $i(u)$ réelle soit régulière et puisse se représenter par (*fig.* 50)

$$\frac{\delta i}{i} = B' u + C' u^2.$$

Au réglage, B' est nul. Compte tenu de la précision expérimentale, on peut admettre que, pour des valeurs de u entre $+4$ et -4 cm, la flèche n'atteint pas 3 mA pour un courant i de l'ordre de 1,5 A. On aura

$$C' u^2 \leq \frac{3.10^{-3}}{1.5},$$

soit, approximativement,

$$C' \leq 10^{-4}\ \text{cm}^{-2}.$$

Pour un faisceau de 2 cm de diamètre, ceci conduit à

$$\frac{\delta i}{i} = 10^{-4}$$

ou

$$\frac{V}{\delta V} > 10\,000.$$

Cette valeur paraît très grande. En réalité, de petites irrégularités de structure du champ que nous n'avons pas décelées subsistent peut-être, mais il serait surprenant que la courbe $i(u)$ réelle présente beaucoup d'ondulations (*cf.* § 7.5.2).

D'autre part, la finesse réelle de la bande d'énergie analysée dépend de la structure du faisceau lui-même (§ 4.2). C'est pourquoi il sera intéressant d'analyser le faisceau issu de la fente. Il ne faut pas oublier que l'obtention d'une bande très fine correspondra à un courant très faible, puisque la fente sera très étroite.

7.4.4. Rôle de l'hystérésis. — Si on laisse les électroaimants sous tension, sans modifier le réglage de l'intensité, la valeur de l'induction ne varie pas. On retrouve, à plusieurs heures d'intervalle, la même valeur du courant dans le fil pour une position déterminée. Si, au contraire, on coupe le courant, quand on le rétablit à la même valeur que précédemment, on constate que la valeur de i nécessaire pour remettre le fil en place a varié. Les fluctuations sont de l'ordre de 3 ‰. Ce sera là une cause d'erreur importante dont il faudra tenir compte pour des mesures fines.

7.4.5. Étalonnage. — L'étalonnage a été fait avec le même montage que précédemment. Les résultats obtenus confirment ceux obtenus par les mesures d'induction (*fig.* 51). L'électroaimant est utilisable jusqu'à une énergie de 365 MeV avec son alimentation.

7.4.6. Dispersion. Foyer d'énergie. — Les mesures ont été faites après réglage de l'angle de la face suivant un procédé analogue à celui utilisé

[1] Ceci est vrai tant qu'il n'y a aucune saturation du métal. Des essais ulterieurs ont montré que dès l'apparition de la saturation, l'angle réel varie très vite.

pour le tracé des caustiques. On a déplacé le support placé dans le plan de la fente et réglé le courant dans le fil pour qu'il coïncide avec l'axe en amont de l'électroaimant. Ceci nous a permis de tracer

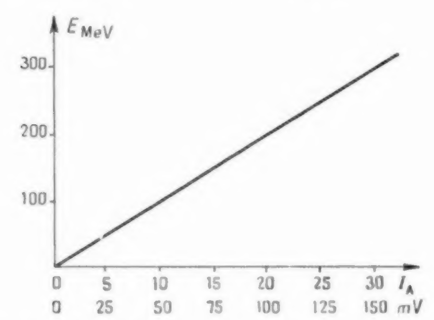


Fig. 51. — Étalonnage de l'électroaimant analyseur. Énergie des électrons en fonction du courant.

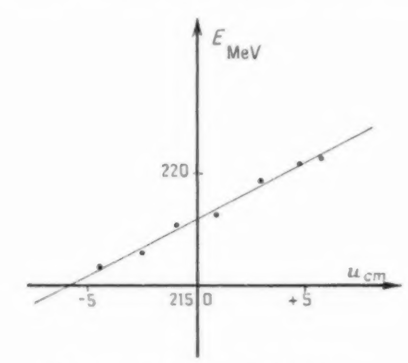


Fig. 52. — Mesure de la dispersion.

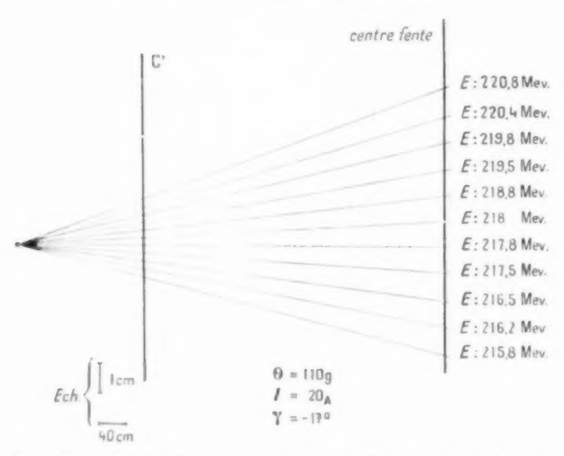


Fig. 53. — Trajectoires en aval de l'électroaimant analyseur, de divers électrons de différentes énergies, et alignées sur l'axe du faisceau en amont de l'électroaimant. Position du foyer d'énergie.

(*fig.* 52) la courbe de dispersion donnant pour un électron initialement axial et une valeur déterminée du courant I de l'électroaimant, la position dans le plan de la fente en fonction de l'énergie. On trouve une dispersion de 4,4 mm pour une variation d'énergie de 1 °/₀₀, ce qui est en accord avec les valeurs prévues (§ 3.1.5).

On a, de plus, déterminé les positions du fil dans un plan intermédiaire C', ce qui a permis de tracer pour ces électrons les trajectoires émergentes et de positionner le foyer d'énergie M (*fig.* 53). On le trouve à 10 cm du point de croisement des axes, ce qui est en accord avec la relation (4), compte tenu de la valeur effective de γ.

7.5. **Deuxième électroaimant.**

Les essais entrepris ici avaient un double but très différent de ceux entrepris sur le premier.

Les études préliminaires ayant montré l'intérêt des grands angles de faces pour les déviations de très haute énergie, on s'est proposé de voir s'il était possible de les réaliser. D'autre part, on voulait pouvoir vérifier la qualité du faisceau issu de la fente. On a repris expérimentalement les conclusions du paragraphe 2.5.

7.5.1. *Image « mixte » de la fente.* — On a matérialisé un faisceau issu de la fente (*fig.* 54). Le point

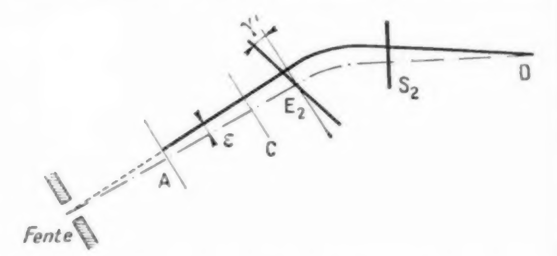


Fig. 54. — Implantation pour l'étude du second électroaimant.

d'attache A et le cimblot C étaient alignés avec la fente, le fil faisait ainsi un angle ε avec l'axe incident. La poulie était placée en un point fixe correspondant au point D où sera placé un détecteur de faisceau. Il s'agissait d'établir expérimentalement la correspondance entre l'angle de face γ' et le coefficient B permettant de focaliser en D. Si cette relation est connue, il sera possible avec le faisceau de déterminer B, d'après le réglage de γ' correspondant à une image mixte très fine en D.

Pour chaque valeur de γ' on a tracé la courbe (*fig.* 55) donnant i en fonction de ε. Ces courbes

sont en fait des droites dont la pente donne la valeur de B.

En principe, toutes ces courbes devraient se couper en un même point sur l'axe i ou à tout le moins avoir une enveloppe. Il n'en n'est pas exactement ainsi pour diverses raisons. On a dû couper

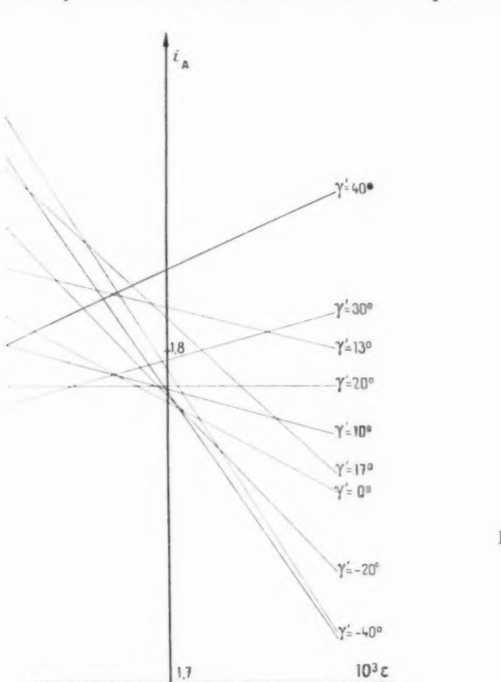


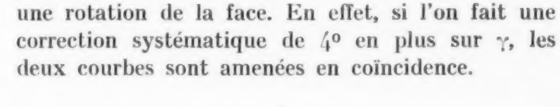
Fig. 55. — Deuxième électroaimant.
Courbes $i(u)$ pour diverses valeurs de l'angle γ'.

le courant pour modifier les angles de face. Les essais ont duré plusieurs jours. Les valeurs de p n'ont pas été contrôlées très rigoureusement. Mais, de toutes façons, les écarts restent de l'ordre de 1 %.

On a ensuite tracé la courbe (*fig.* 56) donnant les valeurs expérimentales de B en fonction de tg γ'. Sur le même graphique on a porté la droite théorique que donne la relation (48) (ici x' est nul)

$$(144) \qquad B = \frac{\left\{ \begin{array}{l} y'(\cos\alpha_0 + h'\sin\alpha_0) \\ \quad - h_2 h' \sin\alpha_0 - \cos\alpha_0 (h' + h_2) \end{array} \right\}}{h_2 [\sin\alpha_0 + h'(1 - \cos\alpha_0)]}.$$

La courbe expérimentale est une droite pour les petites valeurs de y'. Il est intéressant de constater que les pentes sont les mêmes. Ceci suggère que le défaut est dû à un écart systématique de lecture de l'angle y'. On peut du reste attribuer ce défaut à un pincement des lignes de champ équivalent à



une rotation de la face. En effet, si l'on fait une correction systématique de 4° en plus sur γ, les deux courbes sont amenées en coïncidence.

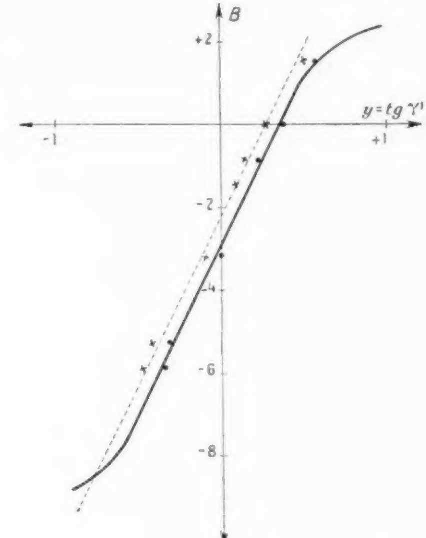


Fig. 56. — Deuxième électroaimant.
Étalonnage B(y') pour la formation de l'image de la fente au point D.
——— Courbe expérimentale;
- - - - - Droite théorique.

Pour les valeurs élevées de y' (30°) on trouve un écart non négligeable. Il est possible, d'après les courbes, de déduire l'angle des faces magnétiques de celui des faces matérielles. Les faces magnétiques tournent moins vite que les faces matérielles. Ceci limite les possibilités. Il sera pratiquement difficile de réaliser des faces magnétiques à 45° et plus.

7.5.2. Aberrations. — Les essais du paragraphe précédent ont été faits avec un fil assez gros (30/100e), une tension de 200 g, une intensité de l'ordre de 1,8 A, ce qui simule des énergies de l'ordre de 300 MeV. Dans ces conditions, la reproductibilité des essais est excellente.

Malgré cela, nous n'avons pas pu déceler de courbure des droites $i(\varepsilon)$. Cela est très intéressant et montre que, si l'on forme l'image de la fente en D, la largeur de cette image sera due à la structure du faisceau issu de la fente. Comme on a vu précédemment que le premier électroaimant est exempt d'aberrations, on peut tirer plusieurs conclusions.

Si l'image « mixte » ne peut pas être rendue très

fine, il faudra attribuer cela à un défaut de structure du faisceau lui-même bien plus qu'à un défaut des électroaimants.

La position de l'angle de face du second électroaimant correspondant à l'image horizontale sur la fente est connue. On pourra donc régler la position de l'angle de face du premier pour réaliser cette mise au point.

On pourra aussi dire si le faisceau incident est cylindrique ou s'il est conique, préciser la position de ce sommet, et même éventuellement, reconnaître une structure plus compliquée.

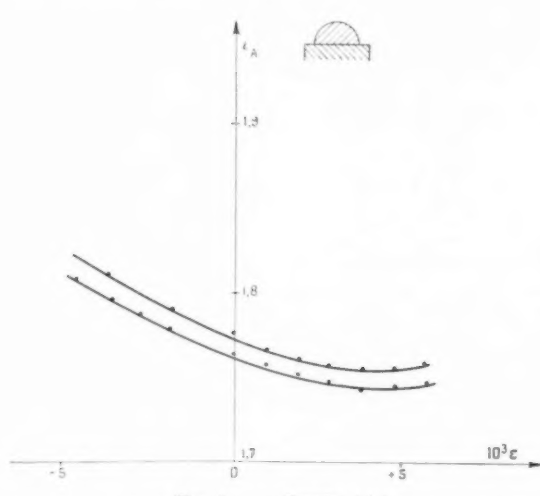


Fig. 57. — Courbe $i(\varepsilon)$ montrant l'aberration introduite par une face convexe.

Cependant, il n'est pas exclu que, pour de très grands angles de faces, ou avec de très fortes inductions, le défaut provienne des électroaimants. A cet effet, nous avons voulu voir s'il était possible, par une courbure judicieuse des faces de faire telle correction que nécessaire. Nous avons ajouté à la face fixe de l'électroaimant des patins mobiles. Avec des demi-cylindres qui réalisent une face convexe (*fig.* 57) nous avons obtenu une courbe $i(\varepsilon)$ à concavité supérieure, ce qui est conforme à la théorie. Nous avons fait apparaître le défaut inverse, en fait, une surcorrection de l'aberration en ajoutant des patins triangulaires opposés par le sommet (*fig.* 58). On a ainsi une courbure assez forte, ce qui indique la possibilité de faire une correction très importante. On pourra donc corriger des défauts très graves. Cette correction pourra se faire par l'hodoscope avant la mise en place du faisceau.

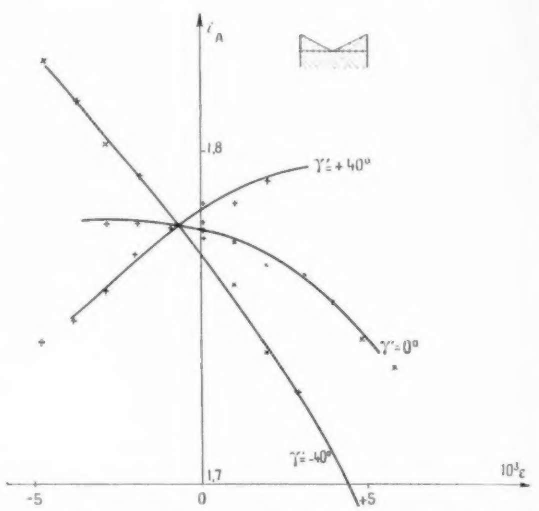


Fig. 58. — Courbes $i(\varepsilon)$ montrant la surcorrection de l'aberration avec une face de sortie concave pour diverses valeurs de l'angle de la face d'entrée.

7.6. Application aux lentilles.

La méthode de l'hodoscope se prête remarquablement à l'étude des lentilles quadrupolaires. Nous avons réalisé pour cela un montage dans lequel le fil pend librement (*cf.* § 7.2.2) sous la lentille. On constate la position du point d'attache dans un plan perpendiculaire à l'axe et celle du point où il coupe un second plan horizontal, comme pour les électroaimants. Si l'on ne stabilise pas le courant dans la lentille, on a une précision très suffisante pour déterminer les distances focales. C'est un moyen commode de vérification avant de disposer d'un faisceau. Éventuellement, sous réserve de stabiliser le courant, il serait facile d'étudier les aberrations.

Là comme pour les électroaimants, cette méthode est commode pour les études optiques des éléments devant travailler avec des particules de très haute énergie.

CONCLUSION.

Le début des essais de la tranche 250 MeV de l'accélérateur linéaire d'Orsay coïncide avec la fin de la rédaction de cet article. Il est encore prématuré de tirer des quelques heures passées à étudier l'action de l'optique sur le faisceau, des conclusions précises

(5) De mesures ultérieures, il résulte que le défaut apparaît effectivement avec la saturation.

et détaillées. On peut dire seulement que, dans leur ensemble, les prévisions de cet article semblent se vérifier assez bien, ainsi :

Il semble possible d'évaluer pratiquement le terme B' de la formule (96) ce qui revient à évaluer la convergence du faisceau incident. Avec une fente large on recueille un courant relativement intense sur la cible, et l'action des lentilles est efficace. Le fait que chacune d'elles agisse sur l'une ou l'autre des focalisations horizontale ou verticale rend ce réglage commode (§ 3.2.2). Les valeurs des courants magnétisants des lentilles concordent avec les déterminations préliminaires.

BIBLIOGRAPHIE.

[5] D. Charles, *Sur la théorie du spectromètre de masse à déviation de 90°* (*Ann. Radioélectr.*, t. 12, n° 47, 1957, p. 62).

[6] H. Leboutet et J. Pinel, Brevet français n° 1.205.220 du 13 mars 1958 (C. S. F.).

[7] J. Pinel, Brevet français n° P. V. 788.192 du 3 mars 1959 (C. S. F.).

[8] R. Loeb, *Onde Électrique*, n° 238, janvier 1947, p. 27.

[9] M. Réal, *Contrôle et étalonnage d'un électro-aimant destiné à l'accélérateur linéaire d'Orsay* (*Diplôme d'études supérieures*, Paris, 1959).

LOIS GÉNÉRALES DE LA LIAISON ENTRE RADIATEURS D'ONDES. APPLICATION AUX ONDES DE SURFACE ET A LA PROPAGATION (1).

PAR J. ROBIEUX.

Département de Physique Appliquée de la Compagnie Générale de T. S. F.

DEUXIÈME PARTIE (2).

PROPRIÉTÉS RAYONNANTES DES ONDES DE SURFACE.

SOMMAIRE. — *Les théorèmes démontrés dans la première partie de cette étude sont appliqués dans cette deuxième partie à l'étude des ondes de surface.*

Les ondes de surface sont guidées par une couche dont l'épaisseur est faible par rapport à la longueur d'onde. L'énergie de l'onde est contenue presque toute entière à l'extérieur de la couche et la dimension de l'onde dans la direction perpendiculaire à la surface peut être très grande. En établissant des discontinuités sur la structure qui guide l'onde on peut obtenir une énergie rayonnée d'une manière très directive de telle sorte qu'on peut ainsi réaliser des antennes à grand gain en plaquant une mince structure sur une surface qui peut être métallique. Les propriétés ont une grande importance technique car elles permettent de réaliser des antennes aérodynamiques montées sur des avions ou de grandes antennes pour ondes métriques plaquées contre le sol. L'analyse des propriétés du rayonnement de diverses formes de discontinuités a été faite tant dans le cas d'ondes guidées par une ligne que par une surface. Le coefficient de transmission et le diagramme de rayonnement de telles discontinuités ont été déterminés. A partir de cette base rigoureuse on a établi la synthèse des propriétés des antennes utilisant ces principes. Des expériences ont été détaillées pour vérifier les prévisions théoriques. Des antennes ont été construites à partir des principes dégagés par cette théorie. Elles permettent de résoudre d'importants problèmes techniques. (C. D. U. : 621.396.11.)

SUMMARY. — *The theorems demonstrated in part I of this study are applied in this second part to the study of surface waves.*

Surface waves are guided by a layer of small thickness compared to the wavelength. The wave energy is contained almost entirely outside the layer and the dimension of the wave in the direction perpendicular to the surface may be very large. By setting up discontinuities in the structure which guides the wave it is possible to obtain an energy which is radiated in a highly directional manner, so that it is possible to produce high-gain aerials by applying a thin structure on a surface which may be metallic. The attendant properties are of considerable technical importance for they make it possible to design aerodynamic aerials set up on aircraft, or large aerials for metric waves, laid on the ground. The analysis of the radiating properties of the various kinds of discontinuities has been made both for the case of waves guided by a line and by those guided by a surface. The transmission coefficient and the radiation diagram of such discontinuities have been determined.

On this rigorous basis a synthesis has been produced of the properties of aerials in which these principles are applied. Experiments have been worked out in detail in order to verify the theoretical predictions. Aerials have been built on the principles derived from this theory. They make it possible to solve some important technical problems. (U. D. C. : 621.396.11.)

(1) Manuscrit reçu le 13 mars 1959.

(2) *Cf.* première partie (*Annales de Radioélectricité*, t. 14, juillet 1959, p. 187).

INHALTSANGABE. — *Die in dem ersten Teil abgeleiteten Sätze und Formulen werden in diesem zweiten Teile an die Untersuchung der Oberflächenwellen angewandt.*
Die Oberflächenwellen werden von einer Schicht geleitet, deren Stärke in bezug auf die Wellenlänge klein ist. Die Energie der Welle ist fast auschliesslich ausserhalb der Schicht enthalten und die Ausdehnung der Welle senkrecht zur Oberfläche kann oft sehr gross sein. Wenn man in der Struktur welche die Welle leitet Unstetigkeiten erzeugt, kann man eine starke Bündelung der ausgestrahlten Energie erhalten, sodass man so Antennen mit grosser Verstärkung verwirklichen kann, indem man auf einer eventuell metallischen Fläche, dünne Strukturen anschmiegt. Diese Eigenschaften bieten eine grosse technische Bedeutung, denn durch sie wird es möglich auf den Flugzeugen stromlinienförmige Antennen zu verwirklichen sowie auch grosse Antennen für UKW (Wellenlänge einige m), die an den Boden geschmiegt sind. Die genaue Untersuchung der Eigenschaften der Strahlung ist für verschiedene Arten der Unstetigkeiten unternommen worden, und zwar sowohl für Wellen die von einer Leitung als für Wellen die von einer Fläche geleitet werden. Der Übertragungsfaktor sowie das Strahlungsdiagramm sind für solche Unstetigkeiten bestimmt worden.
Ausgehend von diesen streng genauen Ansätzen hat man die Eigenschaften der Antennen bestimmt, welche diese Grundsätze auswerten. Eingehende Versuche wurden angestellt um die theoretisch bestimmten Eigenschaften nachzuprüfen. Verschiedene Antennen wurden nach den Grundsätzen dieser Theorie gebaut und sie haben die Lösung wichtiger praktisch technischer Probleme ermöglicht. (D. K. : 621.396.11.)

Le but de cette partie de l'étude est de déterminer d'une manière théorique et expérimentale le rayonnement d'antennes minces destinées essentiellement à être plaquées sur des surfaces métalliques qui peuvent être constituées par exemple par la structure aérodynamique d'avions dont il convient de modifier la forme le moins possible.

Une forme d'antenne particulièrement bien adaptée à ce but est constituée par une mince couche d'un diélectrique naturel ou artificiel le long de laquelle est possible de guider une onde dite « de surface ». En faisant varier la structure qui guide l'onde de surface, c'est-à-dire l'épaisseur du diélectrique, sa nature ou la courbure de la surface métallique, il est possible de faire perdre à ce guide d'onde une partie de son énergie qui peut être rayonnée avec une grande directivité.

Nous nous proposons d'étudier théoriquement et expérimentalement les principaux types de discontinuités qu'il est possible d'effectuer sur la structure qui guide l'onde de surface. De la connaissance des propriétés rayonnantes, c'est-à-dire de la fraction d'énergie rayonnée et de son diagramme, il sera possible de déduire les propriétés d'une antenne quelconque qui peut toujours être considérée comme une succession de telles discontinuités.

Une première partie, théorique, comportera l'analyse des discontinuités élémentaires et la synthèse d'antennes complètes à l'aide de telles discontinuités.

Une deuxième partie, expérimentale, comportera la vérification des relations trouvées dans la première partie et l'exécution pratique d'antennes construites sur les principes déterminés dans la première partie.

2.1. ANALYSE THÉORIQUE DU PROBLÈME.

Une structure susceptible de guider une onde de surface ne produit aucun rayonnement si cette structure ne subit aucune modification. Le rayonnement que nous voulons étudier sera toujours la conséquence d'une variation de la structure.

Cette variation de la structure doit être effectuée à un certain rythme que nous nous proposons d'étudier. Nous pouvons admettre cependant au départ qu'une structure ne présentant que des variations rapides par rapport à la longueur d'onde se comportera comme un guide d'une onde de surface et ne permettra aucun rayonnement. Cette situation est schématisée sur la figure II.1.

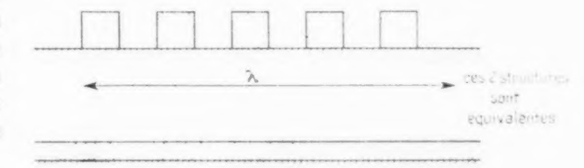


Fig. II.1.

Puisque les éléments de diélectrique qui constituent la couche sont séparés par des distances petites par rapport à la longueur d'onde, ils ne

constituent pas pour l'onde des obstacles indépendants. L'étude de la propagation de l'onde dans un tel milieu montre que tout se passe globalement comme si ces détails petits par rapport à la longueur d'onde n'existaient pas, et la propagation de l'onde est la même que si le diélectrique était réparti en une couche constante.

Pour produire un rayonnement, il faut produire une variation de la structure qui s'étend sur au moins une longueur d'onde et parfois sur un grand nombre de longueurs d'ondes. Une forme convenable est représentée sur la figure II.2.

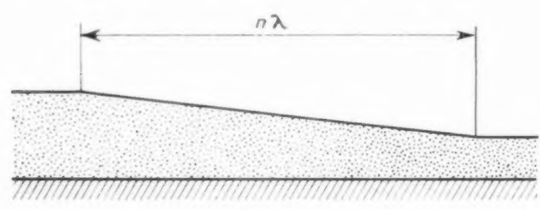


Fig. II.2.

La forme de la structure peut être constituée par une suite de discontinuités comme le représente la figure II.3. Si la distance entre deux discontinuités successives est suffisamment grande, on peut admettre que le rayonnement de chaque discontinuité peut s'effectuer d'une manière indépendante.

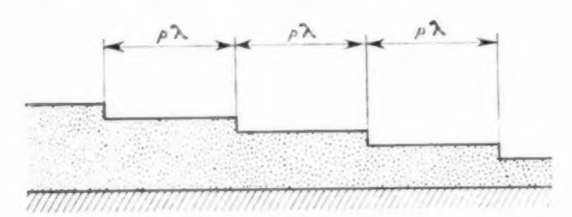


Fig. II.3.

Nous préciserons d'ailleurs au cours de notre étude la distance au-delà de laquelle deux discontinuités doivent être situées pour être indépendantes. Si les variations de la couche sont suffisamment lentes par rapport à la longueur d'onde, on pourra effectuer la synthèse d'une structure quelconque par une succession de structures constantes séparées par des discontinuités suffisamment éloignées pour se comporter indépendamment. Les propriétés rayonnantes de la structure seront connues si les propriétés des discontinuités élémentaires sont connues. Une discontinuité élémentaire est constituée comme l'indique la figure II.4 par une structure infinie et constante en amont de la discontinuité que nous appellerons S_1 suivie d'une structure S_2 infinie et constante en aval.

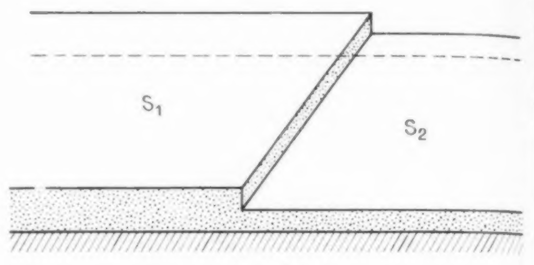


Fig. II.4.

Le problème fondamental à résoudre est celui des propriétés rayonnantes de la discontinuité élémentaire. Une fois ce problème résolu, il sera possible d'apporter une solution aux deux problèmes qui constituent le but à atteindre dans cette étude :

1° Déterminer le rayonnement d'une structure de forme quelconque.

2° A partir de discontinuités convenablement disposées, effectuer la synthèse d'un diagramme déterminé.

Les lignes directrices de l'analyse sont les suivantes. D'abord, la notion d'onde de surface sera dégagée. Les travaux effectués sur ce sujet seront rappelés. On en déduira un certain nombre de quantités qui caractérisent une onde de surface et une description simple et synthétique de ce type d'onde sera faite d'une manière générale. Les ordres de grandeur des paramètres qui définissent ces ondes de surface seront définis avec soin de manière à donner à l'analyse qui suivra une base et des limites rigoureuses. Les cas d'une onde de surface se propageant le long d'un plan ou d'un axe seront successivement examinés.

Le problème de la discontinuité élémentaire, c'est-à-dire de la jonction de deux ondes de surface sera traité. Sa solution sera considérablement simplifiée par l'utilisation du théorème sur le coefficient de transmission qui a été démontré. Les cas de la jonction de deux ondes guidées suivant un plan puis suivant un axe seront examinés successivement en détails. Le problème du rayonnement par suite de la courbure de la structure sera examiné.

En partant des résultats obtenus dans la partie précédente de l'étude, la synthèse d'antennes en vue d'obtenir un diagramme déterminé sera étudiée.

2.1.1. **Notion d'onde de surface.**

Cette notion apparaît d'une manière particulièrement claire et facile à mettre en évidence mathématiquement dans le cas d'un plan métallique indéfini recouvert d'une mince couche de diélectrique. Nous allons examiner ce cas en utilisant les symboles représentés sur la figure II.5.

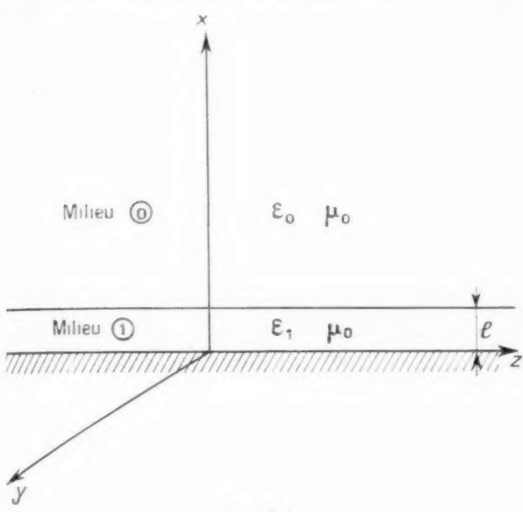


Fig. II.5.

Ce problème a été étudié par J. Brown, L. Brilloin et G. J. Rich. Nous limiterons notre étude au cas des épaisseurs de diélectriques faibles par rapport à la longueur d'onde, car nous verrons que seul ce cas permet d'obtenir une grande directivité de l'énergie rayonnée. Dans tous les calculs qui vont suivre, $\frac{l}{\lambda}$ sera pris comme infiniment petit principal.

Le système de coordonnées utilisé est indiqué sur la figure II.5. La structure étant indéfinie suivant OY les composantes du champ électromagnétique n'auront pas de variation par rapport à OY. On peut montrer que les ondes transverse-électriques (TE), qui ne comportent pas de composantes du champ électrique suivant OZ, ont une longueur d'onde de coupure

$$\lambda_c = 4l\sqrt{\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_0}{\varepsilon_0}}.$$

Donc dans le cas que nous considérons, puisque la longueur d'onde est beaucoup plus grande que l, les ondes TE ne peuvent se propager. Par contre, les ondes TM peuvent se propager et nous allons déterminer leurs caractéristiques de propagation.

Les composantes du champ dans les milieux (0) et (1) peuvent s'écrire respectivement :

Milieu (0) :

$$H_{y0} = -B_1\, e^{-j\beta_1 z-\alpha_{01}x};$$

$$(\text{II}.1)\quad \begin{cases} E_{z0} = \dfrac{1}{j\omega\varepsilon_0}\dfrac{\partial H_{y0}}{\partial x} = \dfrac{-B_1\alpha_{01}}{j\omega\varepsilon_0}\, e^{-j\beta_1 z-\alpha_{01}x}, \\ E_{x0} = -\dfrac{1}{j\omega\varepsilon_0}\dfrac{\partial H_{y0}}{\partial z} = \dfrac{B_1\beta_1}{\omega\varepsilon_0}\, e^{-j\beta_1 z-\alpha_{01}x}. \end{cases}$$

Milieu (1) :

$$H_{y1} = A_1\, e^{-j\beta_1 x}\cos\alpha_1 x;$$

$$E_{z1} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_1}\frac{\partial H_{y1}}{\partial x} = -\frac{A_1\beta_1}{j\omega\varepsilon_1}\, e^{-j\beta_1 z}\sin\alpha_1 x,$$

$$E_{x1} = -\frac{1}{j\omega\varepsilon_1}\frac{\partial H_{y1}}{\partial z} = \frac{A_1 B_1}{\omega\varepsilon_1}\, e^{-j\beta_1 z}\cos\alpha_1 x.$$

Posons

$$\beta_0^2 = \omega^2\varepsilon_0\mu_0 \qquad \text{et} \qquad q_1 = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} > 1.$$

En écrivant que

1° $j\omega\mu H = \nabla \times E$;

2° les composantes tangentielles des champs sont continues le long de la surface du diélectrique;

on obtient

$$\beta_1^2 = \beta_0^2 + \alpha_{01}^2 = q_1\beta_0^2 - \alpha_1^2$$

$$(\text{II}.2)\quad \begin{cases} A_1 \cos\alpha_1 l = B_1\, e^{-\alpha_{01} l}, \\ A_1\dfrac{\alpha_1}{\varepsilon_1}\sin\alpha_1 l = B_1\dfrac{\alpha_{01}}{\varepsilon_0}\, e^{-\alpha_{01} l}. \end{cases}$$

La première de ces équations montre que la constante de propagation β_1 de l'onde guidée est comprise entre la constante de propagation β_0 du milieu (0) indéfini et celle $\beta_0\sqrt{q_1}$ du milieu (1) indéfini. Ce fait était prévisible.

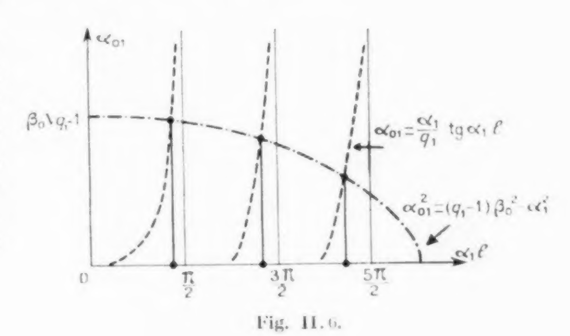


Fig. II.6.

Des équations précédentes on peut déduire α_1 et α_{01},

$$\frac{\alpha_1}{q_1}\operatorname{tg}\alpha_1 l = \alpha_{01},$$

$$(q_1 - 1)\beta_0^2 - \alpha_1^2 = \alpha_{01}^2.$$

La résolution graphique de ces équations est représentée sur la figure II.6.

Pour une valeur donnée l on obtient n ondes possibles, n étant donné par l'inégalité

$$(n-1)\pi < \beta_0 l \sqrt{q_1 - 1} < n\pi.$$

Si l est suffisamment petit par rapport à λ cette inégalité est satisfaite pour $n = 1$.

Dans ce cas, qui est celui qui nous intéresse, il n'y a qu'une onde captive. Pour l suffisamment petit, on peut écrire

$$\operatorname{tg} \alpha_1 l \simeq \alpha_1 l.$$

$$\text{(II.3)} \qquad \alpha_{01} = \frac{1}{L_{01}} = \frac{4\pi^2 l}{\lambda_0^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1}.$$

Nous arrivons à la conclusion que le champ dans le milieu (0) décroît exponentiellement, la valeur du décrément α_{01} étant donnée par l'équation (II.3). En prenant comme nous l'avons fait $\frac{l}{\lambda}$ comme infiniment petit principal, α_{01} est un infiniment petit du premier ordre. L'inverse de α_{01} est L_{01}. Cette longueur correspond à la distance au-dessus du diélectrique pour laquelle le champ est e fois plus petit que le champ à la surface du diélectrique. L'énergie correspondante est environ huit fois plus faible qu'à la surface, et l'on peut constater que l'énergie située à l'extérieur de la zone limitée par $x = L_{01}$ et $x = 0$ est égale à la fraction $\frac{1}{e^2} \simeq \frac{1}{8}$ de l'énergie totale. On peut donc admettre que la quasi-totalité de l'énergie de l'onde captive se trouve à une distance de la couche de diélectrique inférieure à L_{01}. L'onde de surface s'étend théoriquement jusqu'à l'infini dans une direction perpendiculaire à la couche mais pratiquement, on peut admettre qu'elle s'étend transversalement sur une longueur L_{01} que nous appellerons la dimension transversale de l'onde. Nous verrons que cette quantité est la grandeur physique essentielle pour caractériser l'onde et en prévoir les propriétés.

L'équation (II.3) montre que L_{01} est grand par rapport à λ_0 si $\frac{l}{\lambda_0} \ll 1$. Portons dans l'équation les valeurs

$$\varepsilon_1 = 5, \qquad \varepsilon_0 = 1$$

qui correspondent à des valeurs qui ont été fréquemment utilisées dans nos expériences.

On obtient

$$\frac{L_{01}}{\lambda_0} \simeq \frac{1}{50} \frac{\lambda_0}{l}.$$

Pour obtenir $L_{01} > \lambda_0$ il faut que $\frac{\lambda_0}{l} > 50$.

Cette analyse suppose que L_{01} est au moins égal à λ_0 et elle s'applique d'autant mieux que L_{01} est grand par rapport à λ_0. Les épaisseurs doivent donc être inférieures à $\frac{\lambda_0}{50}$. Pour les plus grandes épaisseurs, l'analyse donnera seulement une approximation des phénomènes physiques.

De la première des équations (II.2), on peut déduire

$$\beta_1 \simeq \beta_0 \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\alpha_{01}^2}{\beta_0^2} \right],$$

donc

$$\beta_1 \simeq \beta_0 \left[1 + \frac{1}{8\pi^2} \frac{\lambda_0^2}{L_{01}^2} \right]$$

et au second ordre près :

$$\beta_1 = \beta_0.$$

On peut donc conclure que l'influence de la couche de diélectrique sur la vitesse de propagation de l'onde est du second ordre, donc pratiquement négligeable.

Jusqu'ici, nous avons discuté de la topographie de l'onde située à l'extérieur du diélectrique. Il est peu utile de discuter de la structure de la partie de l'onde convoyée à l'intérieur de la couche de diélectrique car la quantité d'énergie ainsi convoyée est négligeable et ne joue donc qu'un rôle secondaire dans les phénomènes que nous étudierons. Montrons ce fait :

Des équations de continuité le long de la couche de diélectrique, on peut déduire que le long de la surface de la couche :

$$\frac{E_{x0}}{E_{x1}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}, \qquad \frac{H_{y0}}{H_{y1}} = 1.$$

Donc

$$\frac{E_{x0} H_{y0}}{E_{x1} H_{y1}} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0}.$$

La puissance moyenne qui est convoyée dans la direction OZ à l'intérieur de la couche de diélectrique est

$$P_1 = E_{x1} H_{y1} l.$$

La puissance convoyée à l'extérieur du diélectrique est

$$P_0 = \int_0^{\infty} E_{x0} H_{y0} e^{-2\alpha_{01} x} \, dx = \frac{E_{x0} H_{y0}}{2\alpha_{01}},$$

donc

$$\frac{P_1}{P_0} \simeq \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} 2\alpha_{01} l \simeq 8\pi^2 \left(\frac{l}{\lambda_0} \right)^2 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1}.$$

Ce rapport est petit car

$$\left(\frac{l}{\lambda_0}\right)^2 \ll 1 \qquad \text{et} \qquad \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1}\,\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon_1} \ll 1.$$

Ce rapport est un infiniment petit du second ordre en $\frac{l}{\lambda}\cdot$ La puissance convoyée à l'intérieur de la couche peut donc être négligée.

L'examen des équations (II.1) montre que E_{z0} est un infiniment petit du premier ordre. Il lui correspond un flux de vecteur de Poynting perpendiculaire à la plaque. Puisque E_z et H_y sont en quadrature, ce flot de puissance a une valeur moyenne nulle qui correspond à une énergie réactive qui se propage dans un sens variable en fonction du temps dans une direction perpendiculaire à la plaque. Si l'on effectue le calcul de l'énergie qui existe en moyenne dans une tranche dz on constate que la partie principale de cette énergie est

$$W_a = \frac{\mu_0 B_1^2}{\alpha_{01}}\,\mathrm{d}z.$$

Cette énergie est convoyée dans la direction OZ, c'est de l'énergie active.

La partie secondaire de l'énergie emmagasinée dans la tranche dz est obtenue en intégrant $\varepsilon_0 E_z^2$:

$$W_r = \frac{\mu_0 B_1^2 \alpha_{01}}{4\beta_0^2},$$

donc

$$\frac{W_r}{W_a} = \frac{\alpha_{01}^2}{4\beta_0^2},$$

W_r correspond à une énergie emmagasinée dans la couche et qui ne se propage pas. C'est de l'énergie réactive. Le rapport entre l'énergie réactive et l'énergie active est un infiniment petit du second ordre.

Le rapport $\frac{E_x}{H_y}$ est l'impédance de l'onde de surface. Des équations (II.1) on peut déduire

$$\frac{E_{x0}}{H_{y0}} = \frac{\beta_1}{\omega\varepsilon_0}.$$

Au second ordre près :

$$\frac{E_{x0}}{H_{y0}} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = Z_0.$$

Z_0 étant l'impédance de l'espace (0) supposé indéfini.

En résumé, une couche de diélectrique, d'épaisseur faible par rapport à la longueur d'onde peut guider une onde de surface. Les champs de cette onde décroissent exponentiellement au-dessus de la couche de diélectrique, la valeur du décrément α de cette décroissance étant une fonction donnée par l'équation (II.3) de l, λ_0, ε_0 et ε_1. Ce décrément est un infiniment petit du premier ordre en $\frac{l}{\lambda}\cdot$ Il est proportionnel à $\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1}$ devenant donc petit lorsque les deux valeurs des constantes diélectriques se rapprochent. Pratiquement, l'énergie est guidée dans une zone comprise entre la couche et un plan situé à une hauteur $L_{01} = \frac{1}{\alpha_{01}}$ au-dessus d'elle. Cette dimension transversale est un infiniment grand du premier ordre qui caractérise l'onde. Les autres caractéristiques de l'onde guidée : constante de propagation, énergie moyenne réactive, impédance, sont, au second ordre près, égales aux valeurs qu'elles prennent au cours d'une propagation dans l'espace (0) libre.

Tous les traits que nous venons d'indiquer se retrouvent dans les ondes de surface guidées le long de structures différentes. La couche de diélectrique peut être remplacée par un milieu susceptible de freiner la propagation de l'onde, par exemple une surface striée (*fig.* II.7).

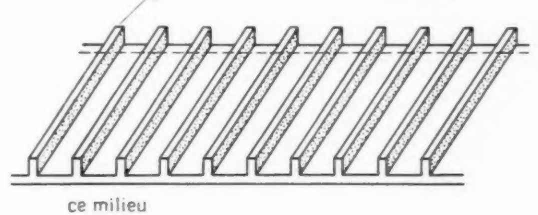


Fig. II.7.

Pour une telle structure, il est possible de déterminer expérimentalement ou théoriquement la valeur de α_{01} qui permet de prévoir le comportement de toutes les caractéristiques de l'onde. Ces structures entièrement métalliques peuvent être plus légères et plus solides que les structures à couche de diélectrique naturel. Puisque dans une bande de fréquences

déterminée elles influencent l'onde de la même manière qu'un diélectrique naturel, ces surfaces striées peuvent être appelées « diélectrique artificiel ». Cette analyse peut s'appliquer indifféremment aux ondes de surface guidées par des diélectriques naturels ou artificiels.

D'autre part, une topographie de champs donnée par les équations (II.1) et répartie symétriquement par rapport au plan métallique comme indiqué sur la figure II.8 satisfait aux équations de Maxwell de part et d'autre du plan $x = 0$ et aux conditions de continuité le long de ce plan. Cette topographie correspond au cas d'une couche de diélectrique isolée dans l'espace et d'épaisseur double de celle considérée sur le plan métallique. Le cas de la couche d'épaisseur l déposée sur un plan métallique est donc le même que celui d'une couche d'épaisseur double isolée dans l'espace. Cette situation est représentée sur la figure II.8.

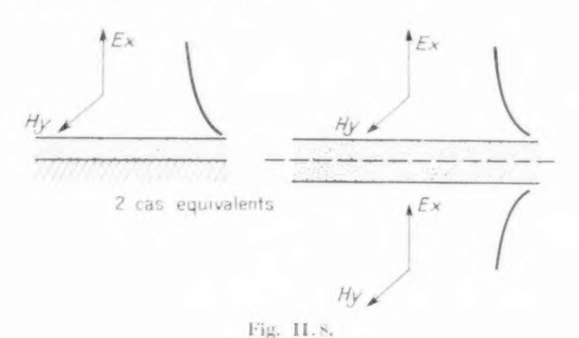


Fig. II.8.

Elle suppose que ces couches sont indéfinies dans les directions OY et OZ.

Dans la pratique, la couche de diélectrique est limitée dans les directions OY et OZ. Examinons l'influence de la limitation dans la direction OY.

2.1.2. Influence de la limitation de la couche dans la direction transversale.

Dans tous les cas pratiques la couche est limitée dans la direction OY. Prenons l'origine de l'axe OY sur le bord de la couche. La couche s'étend de $y = 0$ à $y = +\infty$. De $y = 0$ à $y = -\infty$ existe un espace homogène $(\varepsilon_0\,\mu_0)$ (*fig.* II.9).

Pour les grandes valeurs positives de y la topographie est la même que dans le cas d'une dimension indéfinie dans la direction OY. Cette topographie est donnée par les équations (II.1). Essayons de satisfaire aux conditions aux limites le long du plan $y = 0$ en prenant, du côté $y > 0$ les équations (II.1), et du côté $y < 0$ l'équation

$$H'_y = \int_0^{\infty} b(\alpha'_1)\, e^{j(\omega t - \gamma' z)} \cos \alpha'_1 x \, d\alpha'_1,$$

d'où en utilisant les équations de Maxwell :

$$\text{(II.4)}\quad \begin{cases} E'_z = -\displaystyle\int_0^{\infty} \frac{\alpha'_1}{j\omega\varepsilon_0}\, b(\alpha'_1)\, e^{j(\omega t - \gamma' z)} \sin \alpha'_1 x \, d\alpha'_1, \\ E'_x = \displaystyle\int_0^{\infty} \frac{\gamma'}{\omega\varepsilon_0}\, b(\alpha'_1)\, e^{j(\omega t - \gamma' z)} \cos \alpha'_1 x \, d\alpha'_1, \\ k_0^2 = -\gamma^2 + \alpha^2, \\ k_0^2 = -\gamma'^2 + \beta^2 - \alpha_1'^2. \end{cases}$$

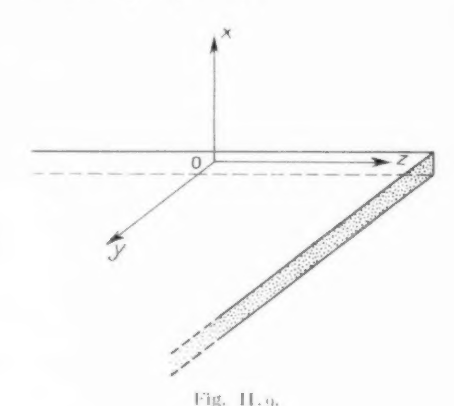


Fig. II.9.

Pour que la continuité des champs soit effectuée quel que soit z on doit avoir

$$\gamma = \gamma'.$$

Effectuons le raccord des champs le long de la ligne $y = z = 0$. Puisque l'épaisseur de la couche est faible on peut admettre que la décroissance exponentielle du champ commence à partir du point $x = 0$ et non du point $x = \pm l$, le résultat obtenu ne différera du résultat exact que par un infiniment petit. On doit avoir

$$H_y = H'_y,$$

donc

$$A\, e^{-\alpha|x|} = \int_0^{\infty} b(\alpha'_1) \cos \alpha'_1 x \, d\alpha'_1.$$

$b(\alpha'_1)$ et $e^{-\alpha|x|}$ sont liées par une transformation de Fourier. On obtient donc

$$b(\alpha'_1) = \frac{A\alpha}{\pi(\alpha_1'^2 + \alpha^2)}.$$

Si cette relation est satisfaite, les équations (II.1) et (II.4) montrent que la deuxième condition aux limites $E_z = E'_z$ est aussi satisfaite.

Les équations (II.1) montrent que pour $y > 0$ les champs décroissent exponentiellement en fonction de x avec un décrément $\alpha = \frac{1}{L}$. L est la dimension transversale de l'onde captive suivant OX pour $y > 0$, comme nous l'avons expliqué. Le long de OY, l'onde a une dimension L' correspondant à l'ordonnée pour laquelle, le long de la ligne $x = z = 0$ le champ est à un niveau 8,6 dB plus faible qu'à l'origine. Pour déterminer L', écrivons la valeur du champ H le long de la partie négative de l'axe OY. On obtient

$$H_y(0, y) = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha_1'^2 + \alpha^2} e^{\beta y} \, d\alpha_1'$$

ou

$$H_y(0, y) = \int_0^{\infty} \frac{1}{\pi} \frac{\alpha}{\alpha_1'^2 + \alpha^2} e^{\sqrt{\alpha^2 + \alpha_1'^2}\, y} \, d\alpha_1'.$$

Pour obtenir une valeur approchée de cette intégrale convergente nous remplacerons la fonction $\frac{\alpha}{\alpha_1'^2 + \alpha^2}$ par une fonction qui approche sa forme :

$$\text{égale à } \frac{1}{\alpha} \qquad \text{pour} \quad \alpha_1' < \pi\alpha;$$

$$\text{égale à } 0 \qquad \text{pour} \quad \alpha_1' > \pi\alpha.$$

On obtient

$$H_y(0, y) \sim \frac{1}{\alpha\pi} \int_0^{\pi\alpha} e^{\alpha y} \, d\alpha_1' \sim 1\, e^{\alpha y}.$$

Le décrément de la décroissance suivant OY est donc du même ordre que celui de la décroissance suivant OX. La dimension L' de l'onde suivant OY est donc du même ordre que suivant OX. Si l'on trace dans un plan perpendiculaire à la couche le lieu des points à 8,6 dB en dessous du niveau obtenu sur la couche elle-même, on obtient une courbe dont la forme est représentée sur la figure II.10.

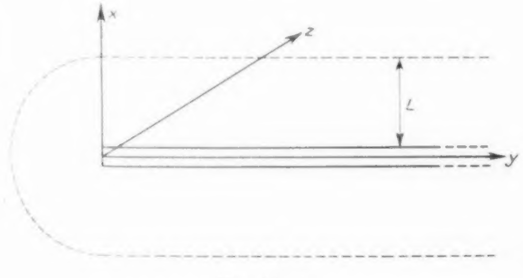


Fig. II.10.

Le volume qui contient l'onde captive est limité par deux plans parallèles séparés par une distance 2 L et réunis par un demi-cylindre de rayon L.

Cette analyse, qui comporte certaines approximations, conduit à des conclusions très bien vérifiées par l'expérience.

2.1.3. Propagation d'une onde captive le long d'un axe.

Si on limite la couche des deux côtés de telle sorte qu'elle ne remplisse qu'un segment de l'axe OY, l'analyse précédente permet de prévoir que la surface qui limite l'onde captive sera constituée par deux plans parallèles réunis par deux demi-cylindres circulaires.

Lorsque la couche deviendra de plus en plus étroite, cette surface se rapprochera d'un cylindre circulaire. L'onde captive se propage suivant un axe.

Pour obtenir la dimension transversale L de l'onde en fonction de la structure axiale qui la guide, le calcul théorique peut être difficile. Il est cependant toujours possible et facile d'atteindre expérimentalement cette quantité et de la tracer en fonction des paramètres géométriques et radioélectriques de cette structure.

La structure peut être constituée par un cylindre de diélectrique ou un cylindre métallique recouvert d'une couche de diélectrique. Nous donnerons des exemples de mesures de L pour diverses ondes captives axiales dans la partie expérimentale de ce travail.

2.1.4. Caractère général des propriétés des ondes captives.

Une onde guidée est, par définition, une onde dont les différentes composantes sont de la forme

$$U = U_0(x, y)\, e^{j\beta z}. \tag{II.5}$$

Le terme en $e^{j\omega t}$ est omis pour simplifier les équations.

En portant l'équation (II.5) dans les équations de Maxwell, on constate que les composantes axiales E_z et H_z jouent un rôle particulier et fondamental. Il apparaît qu'il existe deux types d'ondes. Les ondes TE, transverse électrique, n'ont pas de composante électrique axiale mais ont une composante magnétique axiale et les ondes TM, transverse magnétique, pour lesquelles cette situation est inversée. Bien entendu ces ondes peuvent s'ajouter pour satisfaire à certaines conditions aux limites déterminées.

La structure qui guide l'onde détermine, d'après les conditions aux limites qu'elle impose, la valeur

de β^2. Plaçons-nous dans le cas où la structure qui guide l'onde est de dimension transversale suffisamment faible pour que la puissance convoyée à l'intérieur de la structure soit négligeable par rapport à la puissance convoyée à l'extérieur. Si cette structure est constituée par un milieu qui ralentit la vitesse de propagation de l'onde, β est légèrement plus grand que β_0.

La forme transversale de la structure peut être une droite. C'est le cas que nous avons examiné en détail. Elle peut se rapprocher d'un point pour donner une propagation suivant un axe.

Dans tous les cas on peut, au moins approximativement, prendre

$$E_{z0}(x, y) = E_0 e^{-\alpha x - \beta y}.$$

Les diverses composantes peuvent se déduire par l'intermédiaire des équations de Maxwell, de la connaissance de la composante axiale de l'onde.

Plaçons-nous dans le cas d'une onde TE. La composante axiale E_z est de la forme

$$E_z = E_{z0}(x, y) e^{j\gamma z}.$$

Des équations de Maxwell on déduit que chaque composante doit satisfaire à l'équation des ondes

$$\Delta E_z + \gamma_0^2 E_z = 0.$$

γ_0 étant la constante de propagation de l'espace libre.

Des équations précédentes, on peut déduire

$$\Delta E_{z0} = k^2 E_{z0}$$

$$k^2 = \gamma_0^2 - \gamma^2.$$

avec

$$\alpha^2 + \beta^2 = \gamma^2 - \gamma_0^2; \tag{II.6}$$

α^2 et β^2 sont des infiniment petits du même ordre que $\gamma - \gamma_0$. Leurs inverses

$$L_x = \frac{1}{\alpha}, \qquad L_y = \frac{1}{\beta}$$

définissent la dimension transversale de l'onde dans les directions OX et OY.

De l'équation (II.6) on peut conclure que $\gamma - \gamma_0$ est un infiniment petit du second ordre par rapport aux infiniment petits α et β que nous prendrons comme infiniment petits principaux. La vitesse de phase de cette catégorie d'onde guidée est donc au second ordre près, égale à celle du milieu indéfini qui entoure la structure qui guide l'onde.

Les équations (II.1) montrent que la composante E_z est un infiniment petit du premier ordre. Le rapport $\frac{E_x}{H_y}$, appelé impédance de l'onde est au second ordre près égal à l'impédance Z_0 du milieu qui entoure la structure, si ce milieu était indéfini.

Les caractéristiques générales que nous venons d'indiquer sont concomitantes puisqu'elles sont reliées les unes aux autres par les équations de Maxwell. Elles apparaîtront toutes les fois qu'une onde sera guidée le long d'une structure susceptible de freiner la propagation et dont une des dimensions au moins est petite par rapport à la longueur d'onde dans le milieu qui entoure la structure.

2.1.5. Réflexion de l'onde à la jonction de deux ondes captives.

Supposons tout d'abord que la structure qui guide une onde captive soit brusquement interrompue. L'onde cessera d'être guidée et sera diffractée.

On peut calculer le diagramme de cette énergie diffractée en ajoutant les ondes rayonnées par chaque élément de surface de la topographie du champ électromagnétique de l'onde dans le plan où l'onde captive cesse d'être guidée. On connaît le diagramme d'une source élémentaire constituée par deux champs E et H disposés à angle droit et tels que $\frac{E}{H} = Z_0$, Z_0 étant l'impédance de l'espace libre qui entoure la structure. Ce diagramme est de révolution autour de la direction perpendiculaire à $\overline{E} \times \overline{H} = \overline{P}$. Si θ est l'angle de la direction considérée avec $\overline{P}$ l'énergie rayonnée dans cette direction est

$$W(\theta) = \frac{E_x^2}{2 Z_0 \lambda^2} (ds)^2 \cos^4 \frac{\theta}{2}. \tag{II.7}$$

On peut constater que l'énergie rayonnée est maximale dans la direction P, c'est-à-dire vers l'avant et nulle dans la direction $-P$, c'est-à-dire vers l'arrière. La totalité de l'énergie rayonnée en arrière du plan de l'élément est de l'ordre de 12/100e de l'énergie rayonnée totale. Dans le cas d'une surface de grandes dimensions par rapport à λ, ce pourcentage serait plus faible.

Dans le cas d'une onde captive nous avons montré que le rapport $\frac{E}{H} = Z$ est au second ordre près égal à Z_0. Donc au second ordre près le résultat précédent reste valable. Ainsi lorsqu'une onde captive est interrompue elle diffracte son énergie vers l'avant et l'énergie diffractée et réfléchie vers l'arrière est le plus souvent tout à fait négligeable.

Si une autre structure susceptible de guider une onde captive est placée en aval de la discontinuité que nous venons de considérer, l'énergie diffractée

vers l'arrière sera du même ordre que dans le cas précédent. En effet, à l'endroit de la discontinuité une partie de l'énergie incidente sera transmise à l'onde captive située en aval. La topographie électromagnétique correspondant dans le plan de la discontinuité à l'énergie diffractée ou réfléchie est la différence entre la topographie de l'onde incidente et la topographie de l'onde transmise. Puisque ces deux ondes se propagent dans le même sens et ont au second ordre près l'impédance de l'espace libre, leur différence a aussi une impédance qui au second ordre près est égale à celle de l'espace libre. Donc, d'après ce que nous venons de montrer l'énergie diffractée vers l'arrière ou réfléchie par la topographie de champ correspondant à cette différence est inférieure à 12/100ᵉ de l'énergie totale diffractée. Puisque cette dernière énergie n'est qu'une partie de l'énergie incidente, on constate que dans le cas de la jonction de deux ondes captives, l'énergie réfléchie ou diffractée vers l'arrière est très inférieure à 12/100ᵉ de l'énergie incidente. La relation (II.9) donne le coefficient de transmission d'une manière rigoureuse si $E_1 H_1$ et $E_2 H_2$ sont connus d'une manière rigoureuse. Dans le problème que nous étudions, cette connaissance rigoureuse de la topographie dans le plan P n'existe pas mais les raisonnements que nous venons de faire nous permettent d'apprécier l'erreur que nous faisons en supposant que la topographie est celle de l'onde captive (1) indéfinie. En effet si nous faisons cette supposition, l'énergie diffractée vers l'arrière de la discontinuité est inférieure à 12 % de l'énergie diffractée totale qui n'est elle-même qu'une fraction de l'énergie incidente. Si l'on néglige cette énergie diffractée vers l'arrière qui n'est que quelques centièmes de l'énergie incidente, la supposition faite au départ de prendre en amont une topographie correspondant à l'onde captive (1) indéfinie est justifiée, puisqu'à l'erreur précédente près on a satisfait aux équations de Maxwell et aux conditions aux limites imposées. Donc, à condition de ne demander aux résultats qu'une précision de l'ordre de quelques centièmes, il est légitime d'admettre que la topographie dans le plan de la discontinuité est celle de l'onde captive (1) indéfinie.

Les expériences précises que nous avons faites confirment complètement ce point de vue. Les résultats de la théorie et ceux des expériences concordent avec une précision de l'ordre de quelques centièmes.

Cette petitesse de l'énergie diffractée vers l'arrière à la jonction de deux ou plusieurs milieux qui ont au second ordre près la même impédance, vient d'être montrée d'une manière précise en utilisant l'expression (II.7) du diagramme de la source élémentaire. Ce diagramme est obtenu en ajoutant le champ rayonné par un élément de champ électrique à celui produit par un élément de champ magnétique perpendiculaire. Dans le cas où le rapport $\frac{E}{H} = Z$ est égal à l'impédance du milieu dans lequel on calcule le rayonnement, on obtient le diagramme donné par la relation (II.7). Dans ce cas les champs rayonnés par les éléments électriques et magnétiques de l'élément de surface sont égaux. Ils s'ajoutent dans la direction OZ qui est telle que O, Z, E, H soit un trièdre direct. Ils se retranchent dans la direction opposée, c'est-à-dire vers l'arrière, et puisqu'ils sont égaux le champ rayonné par l'élément de surface est nul, et l'énergie totale rayonnée en arrière du plan E, H est petite. Cette petitesse de l'énergie rayonnée vers l'arrière résulte donc du rapport $\frac{E}{H}$, donc de l'impédance du champ électromagnétique qui se diffracte. A la jonction de deux milieux d'impédance différente, l'énergie diffractée vers l'arrière ne serait plus négligeable. C'est l'égalité des impédances au second ordre près qui permet de négliger cette énergie.

2.1.6. **Détermination du coefficient de transmission et du diagramme de l'énergie diffractée à la jonction de deux ondes captives.**

La jonction de deux ondes captives est représentée schématiquement sur la figure II.11.

Ces deux ondes présentent les propriétés générales qui caractérisent les ondes captives.

Leurs impédances sont au second ordre près égales à l'impédance du milieu qui entoure la structure. Nous venons de montrer que si une onde incidente, venant du côté (1) par exemple, tombe sur la discontinuité, une énergie négligeable sera réfléchie ou diffractée en arrière. Du fait de la petitesse de cette énergie, la topographie de l'onde incidente en aval de la discontinuité sera perturbée d'une manière négligeable.

Nous conserverons les mêmes notations que dans l'exposé du théorème général relatif au coefficient de transmission.

Une onde incidente qui se propage du côté (1) et convoie l'unité de puissance dans le sens (1) → (2) a une topographie E_1, H_1 donnée par les équations (II.1). La constante B_1 doit être déterminée en tenant compte du fait que l'unité de puissance

est transportée. Puisque la puissance transportée à l'intérieur de la couche est un infiniment petit, il faut écrire que la puissance transportée à l'extérieur de la couche est égale à 1.

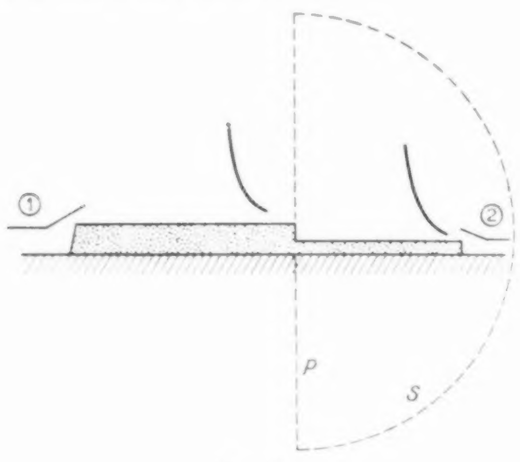


Fig. II.11.

Si E_{t1} et H_{t1} sont les composantes transverses de l'onde on obtient d'après le théorème de Poynting :

$$(\text{II}.8) \qquad 1 = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S (E_{t1} \times H_{t1}^*)\, ds.$$

S étant un plan quelconque perpendiculaire à OZ.

On peut définir de la même manière une onde normalisée E_2, H_2 qui se propage du côté (2) dans le sens (2) → (1).

Puisque l'énergie diffractée et réfléchie vers l'arrière de la discontinuité est négligeable, la topographie d'une onde normalisée dans le plan de la discontinuité ne diffère que d'une manière négligeable de la topographie E_1, H_1 ou E_2, H_2 de l'onde en amont de la discontinuité. Nous pouvons donc admettre qu'une onde normalisée incidente dans le sens (1) → (2), produit dans le plan de la discontinuité une topographie E_1, H_1. De même l'onde normalisée E_2, H_2 incidente dans le sens (2) → (1) produit dans le plan de la discontinuité une topographie E_2, H_2.

Nous sommes dans le cas d'application du théorème fondamental que nous avons démontré. Le milieu est isotrope, les ondes E_1H_1, $E_2\overline{H}_2$ sont guidées, on connaît le long d'une surface S qui entoure complètement le récepteur (2) la topographie des ondes normalisées (1) et (2). Dans ce cas la surface S est constituée par le plan perpendiculaire (P) à OZ au droit de la discontinuité et d'une demi-sphère de rayon infini centrée sur la discontinuité et refermée du côté (2) (*fig.* II.11).

Nous pouvons donc écrire que le coefficient de transmission de (1) en (2) est

$$(\text{II}.9) \qquad T = \frac{1}{4} \int_S (E_1 \times \overline{H}_2 + \overline{H}_1 \times E_2)\, ds.$$

Puisque E_2 et H_2 sont nuls le long de la demi-sphère il suffira d'intégrer le long du plan P.

Le diagramme de l'énergie diffractée sera obtenu en calculant le rayonnement des sources E_d, $\overline{H}_d$ disposées dans le plan de la discontinuité et telles que

$$E_d = \overline{E}_1 + T\overline{E}_2,$$
$$H_d = \overline{H}_1 - T\overline{H}_2.$$

Le même raisonnement peut s'appliquer si les directions de propagation des ondes captives (1) et (2) ne sont pas identiques mais diffèrent par un petit angle θ. L'intégration pourra, par exemple, s'effectuer le long du plan P_1 perpendiculaire à la direction OZ_1 de propagation de l'onde captive. La topographie de l'onde normalisée (1) le long de P_1 ne diffère que d'une manière négligeable de la topographie E_1, H_1 de l'onde en amont de la discontinuité. Il en est de même pour l'onde normalisée (2) dans la mesure où l'angle θ est petit. La relation (II.9) est donc applicable dans ce cas (*fig.* II.12).

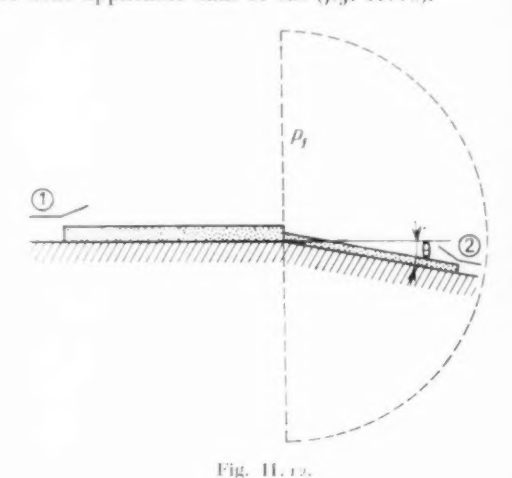


Fig. II.12.

2.1.7. Transmission et diffraction à la jonction de deux ondes captives ayant même axe de propagation.

2.1.7.1. CAS DE DEUX ONDES CAPTIVES GUIDÉES

PAR UN PLAN. — Ce cas est représenté schématiquement par la figure II.13.

La propagation d'une onde captive le long d'un plan recouvert d'une mince couche de diélectrique a été étudiée en détail. Les composantes de l'onde sont de la forme

$$E_{t1} = E_{01}\, e^{-\alpha_1 x - j\gamma_1 z},$$
$$H_{t1} = H_{01}\, e^{-\alpha_1 x - j\gamma_1 z},$$
$$E_{z1} = E_{z01}\, e^{-\alpha_1 x - j\gamma_1 z},$$

en appelant E_t, H_t les composantes du champ perpendiculaire à la direction de propagation, E_z la composante axiale du champ électrique.

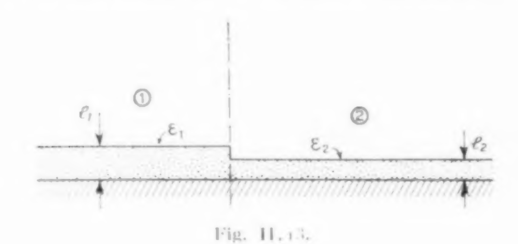


Fig. II.13.

Si l'on néglige les infiniment petits du second ordre, on obtient

$$\gamma_1 = \gamma_0,$$
$$\frac{E_{01}}{H_{01}} = Z_0,$$
$$\frac{E_{z01}}{E_{01}} = j\frac{\alpha_1}{\gamma_0},$$

Z_0 et γ_0 étant l'impédance et la constante de propagation du milieu qui entoure le diélectrique, ou la structure qui guide l'onde captive.

Dans l'analyse qui a été faite on a supposé que la couche et l'onde étaient indéfinies dans la direction OY. En fait dans tous les cas physiques cette onde sera limitée et aura une largeur y_0. Les bords de la couche auront une topographie différente du reste de la couche mais cet effet de bord, que nous avons analysé aura une influence négligeable sur le coefficient de transmission si la largeur y_0 est très grande, ce que nous supposerons.

En écrivant que l'onde est normalisée, c'est-à-dire en appliquant l'équation (II.8) on obtient

$$1 = \frac{E_{01}H_{01}}{2}\int_0^\infty e^{-2\alpha_1 x}\, y_0\, dx = \frac{E_{01}H_{01}}{4\alpha_1},$$

d'où

$$E_{01} = 2\sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0}{y_0}}, \qquad H_{01} = 2\sqrt{\frac{\alpha_1}{y_0 Z_0}}.$$

On obtient de la même façon pour l'onde captive (2):

$$E_{02} = 2\sqrt{\frac{\alpha_2 Z_0}{y_0}}, \qquad H_{02} = 2\sqrt{\frac{\alpha_2}{y_0 Z_0}}.$$

D'où en appliquant la relation fondamentale (II.9)

$$T = \frac{2}{y_0}\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\int_0^\infty e^{-(\alpha_1+\alpha_2)x}\, y_0\, dx.$$

(II.10) $$\boxed{T = \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2}.}$$

L'expression du coefficient de transmission en fonction de α_1 et α_2 est donc très simple. On peut constater que l'expression ne change pas si l'on permute α_1 et α_2. *A priori* on pouvait prévoir qu'il en serait ainsi puisque les milieux considérés sont isotropes et que, dans ce cas, le théorème de réciprocité permet d'affirmer que le coefficient de transmission de (1) en (2) est le même que le coefficient de transmission de (2) en (1).

L'énergie totale diffractée peut s'écrire

(II.11) $$D^2 = 1 - T^2 = \left(\frac{\alpha_1-\alpha_2}{\alpha_1+\alpha_2}\right)^2,$$

T^2 et D^2 sont fonction du rapport $\frac{\alpha_1}{\alpha_2}$. Les courbes représentatives de ces fonctions sont tracées sur la figure II.14.

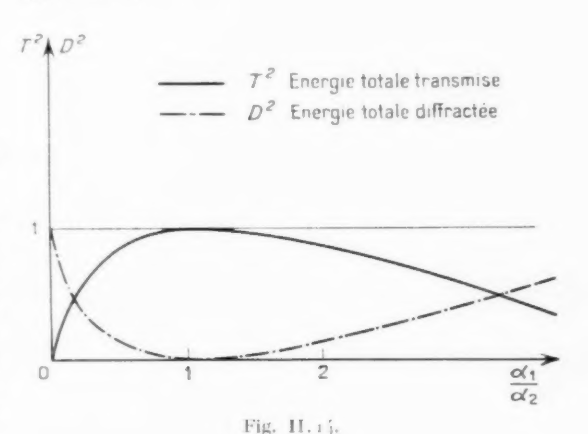


Fig. II.14.

On peut noter que la largeur y_0 de la couche que nous avions dû introduire pour effectuer le calcul a disparu dans l'expression du résultat final. Ceci était à prévoir puisque, mis à part un effet de bout que nous avons négligé, le phénomène est indépendant de la variable y.

A l'aide de l'expression précédente on peut calculer

le coefficient de transmission lorsque l'épaisseur et la constante diélectrique sont l_1 et ε_1 du côté (1) et l_2, ε_2 du côté (2). Il suffit d'associer à l'expression (II.10) les deux équations

$$\text{(II.12)}\quad \begin{cases} \alpha_1 = \dfrac{4\pi^2 l_1}{\lambda_0^2}\,\dfrac{\varepsilon_1-\varepsilon_0}{\varepsilon_1}, \\ \alpha_2 = \dfrac{4\pi^2 l_2}{\lambda_0^2}\,\dfrac{\varepsilon_2-\varepsilon_0}{\varepsilon_2}. \end{cases}$$

Examinons les deux cas particuliers suivants :

1° Les deux constantes diélectriques ε_1 et ε_2 sont égales, les deux épaisseurs étant différentes. On obtient

$$\text{(II.13)}\quad \begin{cases} T = \dfrac{2\sqrt{l_1 l_2}}{l_1+l_2}, \\ D^2 = \left[\dfrac{\Delta l}{l_1+l_2}\right]^2 \end{cases}$$

si

$$\Delta l = l_1 - l_2.$$

2° Les deux épaisseurs l_1 et l_2 sont égales, les deux constantes diélectriques étant différentes. On obtient

$$\text{(II.14)}\quad \begin{cases} T = \dfrac{2\sqrt{(\varepsilon_1-\varepsilon_0)(\varepsilon_2-\varepsilon_0)}}{\varepsilon_1+\varepsilon_2-2\varepsilon_0}, \\ D^2 = \dfrac{(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2-2\varepsilon_0)^2} = \dfrac{(\Delta\varepsilon)^2}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2-2\varepsilon_0)^2} \end{cases}$$

si

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_1 - \varepsilon_2.$$

L'équation (II.13) montre que pour une valeur donnée de Δl, l'énergie diffractée sera d'autant plus grande que l_1 et l_2 seront petits. Donc une faible modification de l'épaisseur de la couche suffira à faire rayonner une fraction importante de l'énergie si l'épaisseur de la couche est faible, c'est-à-dire si la dimension transversale de l'onde captive est grande.

De même l'équation (II.14) montre que pour une valeur donnée de $\Delta\varepsilon$, l'énergie diffractée sera d'autant plus grande que ε_1 et ε_2 seront proches de ε_0. Les équations (II.12) montrent que si ε_1 et ε_2 sont proches de ε_0, les dimensions transversales des ondes captives sont grandes.

On peut donc conclure d'une manière synthétique que, plus les dimensions transversales des ondes captives sont grandes, plus grande sera l'énergie diffractée par une modification donnée de la structure. Des ondes captives de dimensions extrêmement grandes ne peuvent exister pratiquement puisque les hétérogénéités même légères de la structure produisent une diffraction importante qui atténue rapidement l'onde captive guidée.

Examinons maintenant le diagramme de l'énergie diffractée. La topographie du champ diffracté dans le plan $Z = 0$ de la discontinuité est

$$E_d(x) = E_1(x) - TE_2(x),$$

d'où

$$E_d(x) = \sqrt{\frac{2\alpha_1 Z_0}{Y_0}}\,e^{-\alpha_1 x} - \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2}\sqrt{\frac{2\alpha_2 Z_0}{Y_0}}\,e^{-\alpha_2 x},$$

$$H_d(x) = H_1(x) + TH_2(x),$$

$$H_d(x) = \sqrt{\frac{2\alpha_1}{Y_0 Z_0}}\,e^{-\alpha_1 x} - \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2}\sqrt{\frac{2\alpha_2}{Y_0 Z_0}}\,e^{-\alpha_2 x}.$$

Comme nous l'avons vu l'énergie rayonnée par E_d, H_d vers l'arrière du plan $z = 0$ est pratiquement négligeable. Dans le demi-espace $z > 0$ le diagramme de rayonnement des sources élémentaires est pratiquement constant en particulier dans les directions voisines de l'axe Oz dans lesquelles presque toute l'énergie est diffractée comme nous allons le voir.

Puisque les couches de diélectriques sont de faible épaisseur par rapport à λ nous pouvons admettre que le déphasage apporté au cours de la réflexion de l'onde sur le plan $x = 0$ est négligeable. En appliquant le théorème des images électriques on peut affirmer que le diagramme de l'énergie diffractée est obtenu en prenant des sources réparties symétriquement de part et d'autre du plan $x = 0$. La topographie des sources est donc

$$\text{(II.15)}\quad \begin{cases} E_d(x) = \sqrt{\dfrac{2\alpha_1 Z_0}{Y_0}}\,e^{-\alpha_1|x|} \\ \qquad\qquad - \dfrac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2}\sqrt{\dfrac{2\alpha_2 Z_0}{Y_0}}\,e^{-\alpha_2|x|}, \\ \dfrac{E_d(x)}{H_d(x)} = Z_0. \end{cases}$$

En omettant le facteur $1 + \cos\theta$, θ étant l'angle entre Oz et la direction dans laquelle on calcule le champ rayonné $e_d(K)$, on obtient le diagramme de rayonnement de l'énergie diffractée qui est, d'après un théorème classique de la théorie des antennes, la transformée de Fourier de la distribution des sources rayonnantes donnée par l'équation (II.15).

L'omission de $1 + \cos\theta$ est très légitime étant donné la forte directivité des diagrammes obtenus. Comme nous l'avons déjà indiqué nous tiendrons compte de la présence de ce terme en admettant que les sources rayonnent omnidirectionnellement dans le demi-espace $z > 0$.

En posant

$$K = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta = K_0 \sin\theta. \tag{II.16}$$

$$e_d(K) = \sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0}{\pi y_0}}\,\frac{2\alpha_1}{\alpha_1^2 + K^2} - \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2}\sqrt{\frac{\alpha_2 Z_0}{\pi y_0}}\,\frac{2\alpha_2}{\alpha_2^2 + K^2}.$$

Cette équation peut être écrite :

$$e_d(K) = \sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0 y_0}{\pi}}\,\frac{2\alpha_1}{\alpha_1^2 + K^2}\left[1 - \frac{2K^2(\alpha_1+\alpha_2)}{\alpha_1(\alpha_2^2+K^2)}\right]\frac{\alpha_2-\alpha_1}{\alpha_1+\alpha_2}.$$

D'après l'équation (II.11), l'énergie totale diffractée est

$$D^2 = \left(\frac{\alpha_2-\alpha_1}{\alpha_1+\alpha_2}\right)^2.$$

Donc le champ

$$E_d(K) = \frac{e_d(K)}{D}$$

est le champ dans la direction correspondant à K si l'on suppose que l'unité de puissance est diffractée. Il est d'ailleurs possible de vérifier, en utilisant des résultats classiques de calcul d'intégrales définies que

$$\frac{1}{y_0}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{(E_d(K))^2}{Z_0}\,dK = 1.$$

Cette équation exprime que la somme des puissances rayonnées dans les différentes directions θ, dans le plan ZOX, et φ dans le plan perpendiculaire est égale à 1. La largeur du diagramme dans ce dernier plan est égale à $\frac{\lambda}{y_0}$, ce qui explique la présence de $\frac{1}{y_0}$ devant l'intégrale. Le facteur correspondant à l'intégration en φ est en effet de la forme

$$\frac{2\pi\sin\varphi_0}{\lambda} = \frac{2\pi}{y_0}.$$

Pour apprécier la directivité du rayonnement il faut tracer la courbe représentative de la fonction $E_d(K)$ en fonction de K.

On peut écrire

$$E_d(K) = \sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0 y_0}{\pi}}\,\frac{2\alpha_1}{\alpha_1^2+K^2}\left[1 - \frac{2K^2(\alpha_1+\alpha_2)}{\alpha_1(\alpha_2^2+K^2)}\right].$$

Posons

$$e_1(K) = \sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0 y_0}{\pi}}\,\frac{2\alpha_1}{\alpha_1^2+K^2},$$

$e_1(K)$ est le diagramme de diffraction de l'onde captive (1) si la structure qui guide l'onde captive (1) est interrompue dans l'espace libre sans la structure (2) en aval de l'interruption. L'influence de la présence en aval de la structure (2) peut être appréciée en considérant le facteur

$$1 - \frac{2K^2(\alpha_1+\alpha_2)}{\alpha_1(\alpha_2^2+K^2)}.$$

Déterminons les traits essentiels des diagrammes obtenus :

1° pour $\theta = 0$, c'est-à-dire $K = 0$:

$$E_d(0) = 2\sqrt{\frac{Z_0 y_0}{\pi\alpha_1}}.$$

Donc le gain dans la direction $\theta = 0$ ne dépend pas de α_2 c'est-à-dire de la couche qui sera placée en aval, mais seulement de α_1;

2° pour $\theta = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $K = \frac{2\pi}{\lambda} = K_0$:

$$E_d(K_0) = e_1(K_0)\left[1 - \frac{2K_0^2(\alpha_1+\alpha_2)}{\alpha_1(\alpha_2^2+K_0^2)}\right].$$

mais puisque $\alpha_2 < K_0$,

$$|E_d(K_0)| = e_1(K_0)\left[\frac{\alpha_1+\alpha_2}{\alpha_1}\right],$$

$$e_1(K_0) \neq 2\sqrt{\frac{Z_0 y_0}{\pi}}\,\frac{\alpha_1^2}{K_0^2},$$

donc

$$\left|\frac{E_d(K_0)}{E_d(0)}\right| = \left(\frac{\alpha_1}{K_0}\right)^2\frac{\alpha_1+\alpha_2}{\alpha_1}.$$

Donc, au second ordre près, on peut admettre que le rayonnement dans la direction $\theta = \frac{\pi}{2}$ est négligeable.

Cette même remarque est valable pour les valeurs de K supérieures à K_0. Si l'on intègre l'énergie contenue dans la partie K_0, ∞ du spectre on constate que cette énergie est une fraction infiniment petite de l'énergie totale diffractée. Les angles θ qui déterminent les directions dans lesquelles sont rayonnées ces ondes de la plage K_0, ∞ sont imaginaires puisqu'elles correspondent d'après l'équation (II.16) à des valeurs de sin θ supérieures à 1.

Ces ondes ne sont pas rayonnées puisque leur constante de propagation suivant OZ qui est proportionnelle à cos θ est imaginaire. Leur amplitude décroît exponentiellement en fonction de Z.

Ce sont donc des ondes évanescentes qui correspondent à une énergie localisée dans le milieu qui fluctue sans se propager. Cette énergie est appelée de l'énergie réactive par opposition à l'énergie active qui correspond à une propagation. Cette énergie réactive se trouve emmagasinée à la suite de réflexions successives dues à la présence de discontinuités rencontrées par l'onde au cours de sa propa-

gation. Nous venons de montrer que cette énergie réactive est infiniment petite.

Nous avons déjà montré que la diffraction vers l'arrière et la réflexion vers l'arrière sont des infiniment petits. Nous venons de montrer qu'au cours de la diffraction de l'onde vers l'avant, l'énergie réactive emmagasinée est un infiniment petit. Le comportement de la jonction est donc clair. L'onde incidente se trouve divisée en arrivant en une onde transmise et un spectre d'onde rayonnée. Dans cette opération l'énergie réactive est négligeable, et par suite le déphasage des ondes transmises et rayonnées par rapport à l'onde incidente. Nous avons donné par un raisonnement rigoureux la valeur du coefficient de transmission. La phase de ce coefficient de transmission est nulle à un infiniment petit près. Ce fait se comprend bien puisque nous venons de montrer que l'énergie réactive emmagasinée dans la discontinuité est infiniment petite.

Pour déterminer l'influence de la couche (2) sur le diagramme de l'énergie diffractée, nous supposerons que α_1 a une valeur fixe donnée et nous chercherons les variations de la forme du diagramme quand α_2 varie.

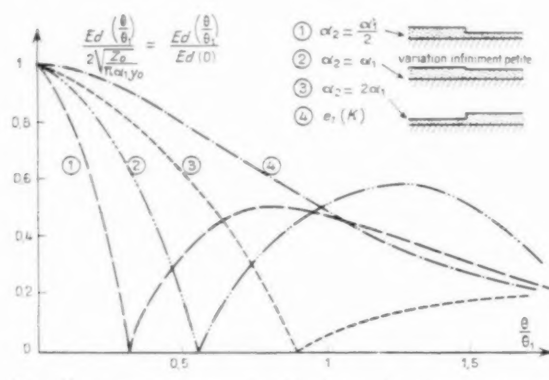


Fig. II.15. — Diagrammes théoriques du champ rayonné par une discontinuité dans l'épaisseur du diélectrique.

$$\alpha_1 = \frac{4\pi^2 L_1}{\lambda_0^2}\,\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_0}{\varepsilon_1}, \qquad \alpha_2 = \frac{4\pi^2 L_2}{\lambda_0^2}\,\frac{\varepsilon_2-\varepsilon_0}{\varepsilon_2},$$

$$\theta_1 = \frac{1}{2\pi}\,\alpha_1\lambda_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi L_1}.$$

La valeur de $E_d(0)$ est indépendante de α_2. A partir de cette valeur E_d décroît vers zéro. Cette annulation est obtenue pour

$$\left(\frac{K}{\alpha_1}\right)^2 = \frac{\left(\dfrac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)^2}{1+2\dfrac{\alpha_2}{\alpha_1}}.$$

Cette valeur de $\left(\dfrac{K}{\alpha_1}\right)^2$ croît lorsque $\dfrac{\alpha_2}{\alpha_1}$ croît de zéro jusqu'à l'infini.

Notons les points particuliers suivants :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1}{2}, \qquad K^2 = \frac{\alpha_1^2}{8},$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 1, \qquad K^2 = \frac{\alpha_1^2}{3},$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 2, \qquad K^2 = \frac{4}{5}\alpha_1^2.$$

De cette valeur nulle $E_d(K)$ croît vers un maximum qui est atteint pour une valeur de K qui est racine de l'équation suivante :

$$K^4(2\alpha_2+\alpha_1) - 2K^2\alpha_1\alpha_2^2 + \alpha_1\alpha_2^2(\alpha_2^2+2\alpha_1^2+2\alpha_1\alpha_2) = 0.$$

Notons encore les points particuliers suivants :

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{1}{2}, \qquad K_{max}^2 = \frac{3}{4}\alpha_1^2, \qquad \frac{E_d(K_{max})}{E_d(0)} = 0{,}5,$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 1, \qquad K_{max}^2 = \frac{5}{3}\alpha_1^2, \qquad \frac{E_d(K_{max})}{E_d(0)} = 0{,}6,$$

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 2, \qquad K_{max}^2 = 3{,}7\,\alpha_1^2, \qquad \frac{E_d(K_{max})}{E_d(0)} = 0{,}18.$$

Le diagramme en l'absence de structure (2) en aval de la discontinuité est porté sur la figure II.15. Il apparaît simple de tracer le diagramme en fonction de la variable réduite $\dfrac{\theta}{\theta_1}$, θ_1 étant défini par la relation

$$\frac{K}{\alpha_1} = K_0\frac{\sin\theta}{\alpha_1} \simeq \frac{2\pi}{\lambda_0\alpha_1}\,\theta = \frac{\theta}{\theta_1},$$

en posant

$$\theta_1 = \frac{\lambda_0\alpha_1}{2\pi}.$$

Pour $\theta = \theta_1$,

$$\frac{E_d(\theta)}{E_d(0)} = \frac{1}{2}.$$

Cet angle mesure donc la largeur du diagramme de (1) interrompu dans l'espace libre. Puisque la présence de (2) introduira des modifications dans ce diagramme il est naturel de conserver la même variable réduite $\dfrac{\theta}{\theta_1}$ pour étudier ces variations.

Ces résultats sont résumés dans le tableau II.1.

Les courbes représentatives de $\dfrac{E_d\left(\dfrac{\theta}{\theta_1}\right)}{E_d(0)}$ sont tracées sur la figure II.15.

TABLEAU II.1.

α_2.	K pour $E_d = 0$.	$\frac{\theta}{\theta_1}$ pour $E_d = 0$.	K pour E_d max.	$\frac{\theta}{\theta_1}$ pour E_d max.	Niveau de $\frac{E_d \max}{E_d(0)}$ (dB).
$\frac{\alpha_1}{2}$	$\frac{\alpha_1^2}{8}$	0,35	$0,75\,\alpha_1^2$	0,87	6
α_1	$\frac{\alpha_1^2}{3}$	0,6	$1,66\,\alpha_1^2$	1,29	4,4
$2\alpha_1$	$0,8\,\alpha_1^2$	0,9	$3,7\,\alpha_1^2$	1,92	15,6

Du tableau II.1 et de la figure II.15 on peut tirer les conclusions suivantes :

1. Pour une valeur donnée de $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$, la directivité du diagramme de diffraction croît lorsque α_1 décroît. Si l'on désire obtenir une grande directivité, il faut utiliser de faibles valeurs de α_1 c'est-à-dire des ondes captives de grande dimension transversale.

2. Pour une valeur donnée de α_1 la valeur de $\frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ détermine la forme du diagramme de diffraction. Deux formes différentes sont à prévoir :

a. Pour $\alpha_2 < \alpha_1$ $\left(\text{par exemple } \alpha_2 = \frac{\alpha_1}{2}\right)$, la plus grande partie de l'énergie diffractée est dans le lobe dont la direction de rayonnement maximal est inclinée sur la direction Oz d'un angle de l'ordre de θ_1.

b. Pour $\alpha_2 > \alpha_1$ (par exemple $\alpha_2 = 2\alpha_1$), la plus grande partie de l'énergie est contenue dans le lobe dont le maximum de rayonnement est dans la direction $\theta = 0$.

Cette analyse peut être appliquée au cas d'une plaque de diélectrique placée dans un autre milieu diélectrique de constante diélectrique plus petite que la constante de la plaque. Comme nous l'avons déjà indiqué, le théorème des images permet d'affirmer que le problème de la jonction de deux ondes captives guidées le long d'un plan métallique est le même que celui de la jonction de deux ondes captives symétriques par rapport à ce plan. Ainsi, le même coefficient de transmission et le même diagramme de rayonnement seront obtenus dans le cas de deux plaques de diélectrique d'épaisseur l_1 et l_2 disposées sur un plan métallique ou dans le cas de deux plaques isolées dans l'espace mais d'épaisseur $2l_1$ et $2l_2$.

2.1.7.2. CAS DE DEUX ONDES CAPTIVES GUIDÉES LE LONG D'UN AXE. — L'analyse précédente a supposé que la largeur y_0 de l'onde captive était très grande. La variation des coordonnées en fonction de y a été supposée nulle comme dans le cas d'une dimension infinie dans la direction Oy. La perturbation de l'onde aux limites physiques de l'onde captive a été supposée d'un effet négligeable. Cette analyse s'applique donc au cas d'une onde théoriquement indéfinie dans le sens Oy et physiquement très grande par rapport à la longueur d'onde. Elle devient de moins en moins valable au fur et à mesure que cette condition est moins respectée.

Nous avons montré plus haut que le coefficient de transmission à la jonction de deux ondes captives est

$$T = \frac{1}{4} \int (E_1 \times H_2 + H_1 \times E_2)\, ds. \tag{II.17}$$

E_1, H_1, E_2, H_2 étant les topographies des ondes normalisées se propageant des côtés (1) et (2) en l'absence de discontinuités, il importe donc essentiellement de savoir de quelle manière la topographie de l'onde normalisée se trouve modifiée par la limitation de l'onde dans le sens transversal. Ce point a été étudié plus haut. Cette étude a montré que cette limitation perturbe peu la polarisation de l'onde. Le module des champs décroît exponentiellement avec sensiblement le même décrément

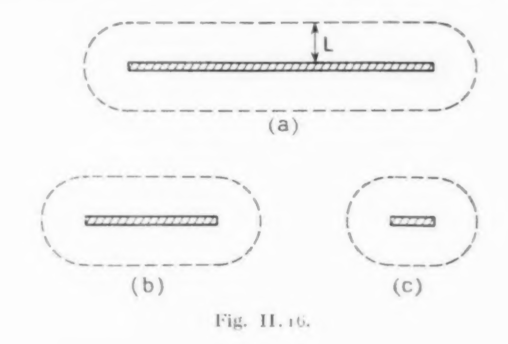


Fig. II.16.

dans toutes les directions perpendiculaires à la structure qui guide l'onde captive. Suivant la forme de cette structure on aura des formes différentes de la courbe « lieu des points où le champ est à 8,6 dB en dessous du champ à la surface de la structure ». Cette courbe est portée en pointillé sur les dessins *a*, *b*, *c*, de la figure II.16. Cette courbe qui définit la

région à l'intérieur de laquelle s'étend pratiquement l'onde captive évolue d'une forme ellipsoïdale très aplatie dans le cas de la figure *a* qui correspond à une grande dimension transversale suivant OY de la structure, à une forme voisine d'un cercle dans le cas de la figure II.16 *b* ou II.16 *c*, la largeur y_0 de la structure devient de l'ordre de grandeur de L dimension transversale de l'onde captive.

Pour calculer le coefficient de transmission, il est nécessaire de connaître la décroissance exponentielle du champ à partir de la structure. Pour atteindre ce paramètre, qui peut d'ailleurs être légèrement variable suivant les différentes directions transversales, on peut utiliser deux moyens.

1° *Un calcul théorique.* — Par une analyse qui est toujours plus compliquée que celle qui a été conduite dans le cas d'une structure indéfinie dans la direction OY on peut, dans le cas de structures particulièrement simples, obtenir la valeur de cette décroissance exponentielle. Par exemple, Schelkunoff a fait ce calcul dans le cas où la structure qui guide l'onde captive est un cylindre de diélectrique ou un cylindre métallique circulaire recouvert d'une couche de diélectrique. Les résultats de ces analyses sont parfois assez compliqués et difficiles à manier. Dans les cas un peu plus compliqués, qui sont bien souvent rencontrés en pratique, la théorie devient trop complexe pour être utile.

2° *Une méthode expérimentale.* — Une mesure de la décroissance du champ dans toutes les directions perpendiculaires à la structure permet de connaître la topographie E_1, H_1 et E_2, H_2. La connaissance de cette topographie permet de calculer le coefficient de transmission à l'aide de la relation (II.9).

Au cours de cette mesure on constate, comme l'analyse nous l'a fait prévoir, que la décroissance exponentielle du champ dans toutes les directions perpendiculaires à la structure est approximativement la même. Pour effectuer le calcul d'une manière simple, on peut admettre que le champ décroît exponentiellement à partir de la structure, le décrément de cette décroissance étant pris égal à la moyenne des décréments dans les différentes directions.

Dans ce cas, le calcul du coefficient de transmission de la jonction de structures qui peuvent être complexes peut être mené à bien d'une manière simple et sûre. La méthode de calcul est mixte puisqu'elle admet une phase qui est une mesure et une phase qui est un calcul. Cette méthode peut être moins satisfaisante pour l'esprit puisqu'elle n'est pas théorique de bout en bout. Elle est cependant très simple à mettre en œuvre et elle donne des résultats plus proches de la réalité qu'une méthode complètement théorique qui devrait accumuler les approximations pour aboutir à un résultat. Elle présente d'autre part, l'avantage de donner le coefficient de transmission et le diagramme de diffraction en fonction explicite des paramètres expérimentaux α_1 et α_2. Les lois de ces phénomènes peuvent donc être analysées par les moyens théoriques. Ces phénomènes ne dépendent que de α_1 et α_2 sans que la nature même de la structure qui guide l'onde ait une importance quelconque. Dans les problèmes qui nous préoccupent, la relation entre la structure et α n'est pas essentielle et l'on peut supposer α comme une donnée du problème. Si α peut être facilement atteint par une mesure expérimentale, ce qui est toujours le cas, il est naturel d'employer ce moyen.

Un cas particulièrement important est celui où l'onde est guidée suivant un axe Oz. Ce cas correspond au dessin (*c*) de la figure II.16. Ce cas apparaît lorsque y_0 devient de l'ordre de $L = \frac{1}{\alpha}$. La structure qui guide l'onde peut être de révolution. Ainsi, les ondes captives guidées par un cylindre de diélectrique entrent dans ce cas. Les diamètres des cylindres considérés sont au plus égaux à une fraction de longueur d'onde pour que les ondes qu'ils guident rentrent dans la catégorie des ondes de surface avec les caractéristiques que nous avons décrites. Analysons ce cas qui permet de construire des antennes à rayonnement axial qui sont d'une importance pratique considérable.

Utilisons les mêmes notations que dans le cas d'une structure indéfinie dans la direction Oy.

r étant la distance du point M où l'on considère le champ à l'axe de la structure

$$E_{1x} = E_1 = E_{01}\,e^{-\alpha r}, \qquad E_{1y} = E_{1z} \neq 0,$$

$$H_{1y} = H_1 = H_{01}\,e^{-\alpha r}, \qquad H_{1x} = H_{1z} \neq 0,$$

$$\frac{E_{01}}{H_{01}} = Z_0.$$

Déterminons les constantes E_{01}, H_{01} en écrivant que la puissance transportée par l'onde est égale à l'unité,

$$\frac{1}{2}\int_0^{\infty} E_1(r)\,H_1(r)\,.\,2\pi r\,dr = 1,$$

$$\pi E_{01} H_{01} \int_0^{\infty} e^{-2\alpha_1 r}\,r\,dr = 1,$$

$$\pi E_{01} H_{01} \left| e^{-2\alpha_1 r}\left(\frac{-r}{2\alpha_1} - \frac{1}{4\alpha_1^2}\right)\right]_0^{\infty} = 1,$$

$$E_{01} H_{01} = \frac{4\alpha_1^2}{\pi},$$

d'où

$$E_{01} = 2\sqrt{\frac{Z_0}{\pi}}\,\alpha_1, \qquad H_{01} = 2\sqrt{\frac{1}{\pi Z_0}}\,\alpha_1.$$

De même

$$E_{02} = 2\sqrt{\frac{Z_0}{\pi}}\,\alpha_2, \qquad H_{02} = 2\sqrt{\frac{1}{Z_0 \pi}}\,\alpha_2.$$

La relation (II.17) donne le coefficient de transmission

$$\text{(II.17)} \qquad T = \frac{E_{01} H_{02}}{2} \int_0^{\infty} 2\pi\, e^{-(\alpha_1+\alpha_2)r}\, r\, dr,$$

d'où

$$\text{(II.18)} \qquad \boxed{T = \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}.}$$

On peut remarquer que ce coefficient est égal au carré du coefficient obtenu dans le cas de la jonction de deux ondes captives indéfinies dans la direction OY. Cela vient du fait que dans ce dernier cas il fallait seulement effectuer le raccord total des champs de part et d'autre de la discontinuité. Dans le cas que nous venons d'étudier, le raccord doit être fait dans toutes les directions, en particulier OY. Cette double intégration conduit à un coefficient plus faible que le calcul donne exactement égal au carré.

Calculons le diagramme de l'énergie diffractée :

Le champ diffracté est dans le plan de la discontinuité,

$$E_d = E_1 - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2} E_2,$$

$$\frac{\sqrt{\pi Z_0 E_d}}{2} = \alpha_1 e^{-\alpha_1 r} - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}\,\alpha_2 e^{-\alpha_2 r}.$$

Le diagramme est de révolution autour de l'axe OZ. La méridienne de ce diagramme est

$$\frac{\pi\sqrt{Z_0}}{2\sqrt{2}}\, e_d(k) = \frac{\alpha_1^2}{\alpha_1^2 + k^2} - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}\,\frac{\alpha_2^2}{\alpha_2^2 + k^2}$$

avec

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}\sin\theta = k_0 \sin\theta.$$

On peut constater que ce diagramme est très directif. Cette directivité est d'autant plus grande que la dimension $L = \frac{1}{\alpha_1}$ de l'onde captive (1) est plus grande. Pour $\theta' = \frac{\pi}{2}$, c'est-à-dire $K = K_0$, l'énergie rayonnée est infiniment petite. Précisons la forme du diagramme.

Puisque l'énergie est diffractée dans des directions voisines de l'axe, on peut écrire

$$k = k_0 \theta.$$

Posons

$$\frac{\alpha_1}{k_0} = \theta_1, \qquad \frac{\alpha_2}{k_0} = \theta_2.$$

L'expression du diagramme diffracté devient

$$e(\theta) = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{Z_0}{2}}\, e_d(\theta)$$

$$= \frac{1}{1+\left(\frac{\theta}{\theta_1}\right)^2} - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}\,\frac{1}{1+\left(\frac{\theta}{\theta_2}\right)^2}.$$

Posons

$$\Theta = \frac{\theta}{\theta_1}, \qquad m = \frac{\alpha_2}{\alpha_1},$$

$$\text{(II.19)} \qquad e(\Theta) = \frac{\pi}{2}\sqrt{\frac{Z_0}{2}}\, e_d(\Theta)$$

$$= \frac{1}{1+\Theta^2} - \frac{4m}{(1+m)^2}\,\frac{m^2}{m^2+\Theta^2}.$$

Pour $\Theta = 0$:

$$F(\Theta^2) = \left(\frac{1-m}{1+m}\right)^2.$$

Pour $\Theta = \infty$:

$$F(\Theta^2) = 0.$$

Entre ces deux valeurs $F(\Theta^2)$ passe par un extremum pour

$$\frac{-1}{(1+\Theta^2)^2} + \frac{4m}{(1+m)^2}\,\frac{m^2}{(m^2+\Theta^2)^2} = 0,$$

$$(1+m)(m^2+\Theta^2) = \pm 2m\sqrt{m}\,(1+\Theta^2),$$

puisque $m > 0$, seul le signe $+$ donne une valeur réelle pour Θ^2 :

$$\Theta^2_{max} = \frac{-m^2(1+m) + 2m\sqrt{m}}{1+m-2m\sqrt{m}}$$

ou en remarquant que $\sqrt{m} - 1$ est en facteur au numérateur et au dénominateur

$$\Theta^2_{max} = m\sqrt{m}\,\frac{m+\sqrt{m}+2}{2m+\sqrt{m}+1}.$$

On peut remarquer que

$$\Theta_{max}\left(\frac{1}{m}\right) = \frac{1}{\Theta_{max}(m)}.$$

Ceci veut dire que si les côtés (1) et (2) sont interchangés, le maximum d'énergie diffractée sera rayonné dans la direction Θ_{21} tandis que dans la position initiale elle l'était dans la direction Θ_{12}. On a entre Θ_{12} et Θ_{21} la relation

$$\frac{\Theta_{12}\,\Theta_{21}}{\Theta_1\,\Theta_2} = 1.$$

La courbe donnant $\Theta_{max} = \left(\frac{\theta_{max}}{\theta_1}\right)$ en fonction de m est tracée sur la figure II.17 :

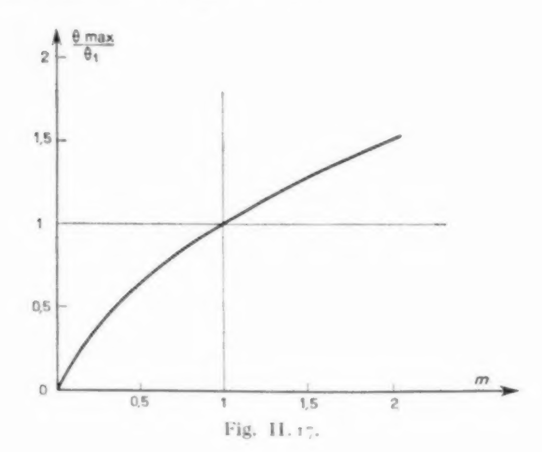


Fig. II.17.

est située en dessous de la courbe $\Theta_{max}(m)$. Donc dans la fonction $e_d(\Theta)$ s'annule pour $m > 1$ avant d'atteindre sa valeur maximale.

Il existe deux formes de courbes différentes suivant que m est plus grand ou plus petit que 1. On a tracé sur la figure II.19 *a* ces courbes pour deux valeurs typiques de m :

$$m = \frac{1}{2} \qquad \text{et} \qquad m = 2.$$

Pour $m = \frac{1}{2}$:

$$\Theta_{max} = 0,63.$$

la largeur du faisceau à demi-puissance est $\Delta\Theta = 1$.

Pour $m = 2$:

$$\Theta_0 = 0,4. \qquad \Theta_{max} = 1,6.$$

la largeur du faisceau à demi-puissance est $\Delta\Theta = 2$.

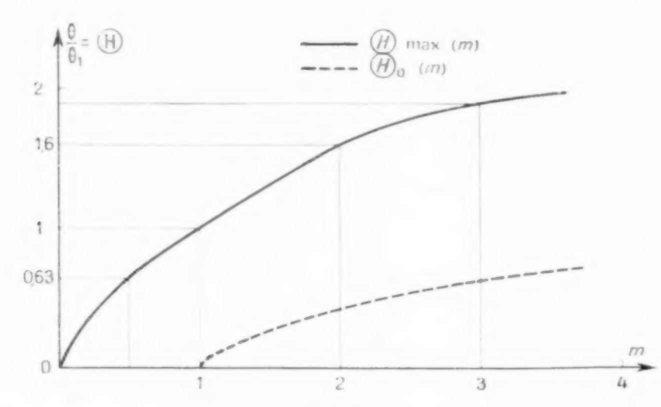


Fig. II.18.

Notons que

$$\text{pour } m = \frac{1}{2} : \quad \Theta_{max} = 0,62 ;$$
$$\text{» } \quad m = 1 : \quad \Theta_{max} = 1 ;$$
$$\text{» } \quad m = 2 : \quad \Theta_{max} = 1,6.$$

L'énergie rayonnée est nulle dans la direction Θ_0 donnée par l'équation

$$(\Theta_0^2 + m^2)(1 + m)^2 = 4m^2(1 + \Theta_0^2),$$

d'où

$$\Theta_0^2 = \frac{m^2(m-1)}{4m^2 + 3m + 1}.$$

Cette valeur de Θ_0 n'existe que pour $m > 1$. On a porté qur la figure II.18, la courbe représentative de la fonction $\Theta_0(m)$. On constate que cette courbe

Les cas physiques les plus intéressants sont ceux pour lesquels m est voisin de 1. Examinons donc la forme du diagramme dans ce cas. Posons

$$m = 1 + \varepsilon',$$

ε' étant un infiniment petit

$$|E_d(\Theta)| = |\varepsilon'| \frac{2\Theta^2}{(1 + \Theta^2)^2}.$$

La courbe représentative de cette fonction a été tracée sur la figure II.19 *b*. La direction de maximum de rayonnement est $\Theta_{max} = 1$. La largeur à demi-puissance du faisceau est $\Delta\Theta = 1,2$.

De cette analyse nous pouvons déduire les traits essentiels du phénomène de diffraction par une discontinuité de ce type.

1° Pour une valeur de $m = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$ le diagramme ne dépend que de $\Theta = \frac{\theta}{\theta_1}$.

La directivité du diagramme est donc fixée par la valeur de θ_1. Pour de faibles valeurs de $\theta_1 = \frac{2\pi\lambda}{L_1}$, la directivité sera grande. Pour obtenir une grande directivité on devra donc utiliser une onde captive incidente dont la dimension transversale L_1 est grande par rapport à λ. Ceci correspond, par exemple, à une structure qui guide l'onde de surface constituée par un cylindre de diélectrique de diamètre petit par rapport à λ.

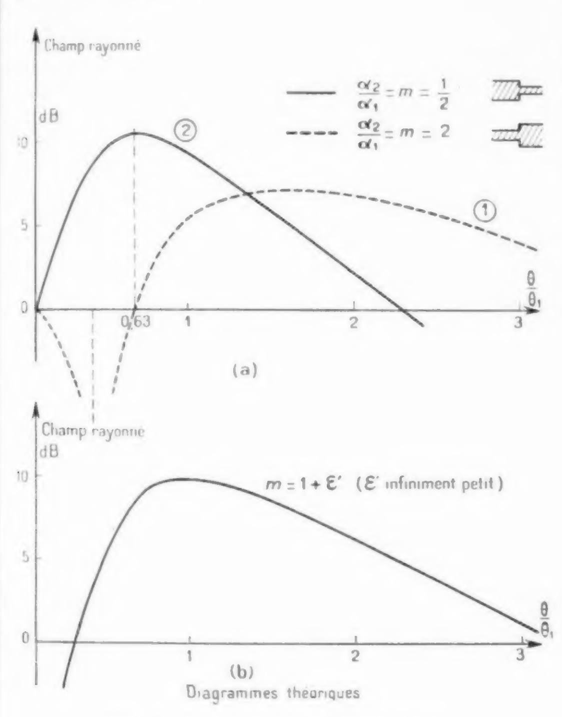


Fig. II.19. — Diagrammes théoriques.

2° Pour une valeur donnée de θ_1, la forme du diagramme $E_i(\Theta)$ dépend de $m = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}$.

Pour les faibles discontinuités, la forme du diagramme est donnée par la figure II.19 *b*. L'énergie est rayonnée dans la direction moyenne $\Theta = \frac{\theta}{\theta_1} = 1$, la largeur à demi-puissance du faisceau étant

$$\Delta\Theta = \frac{\Delta\theta}{\theta_1} = 1,2.$$

Pour les fortes discontinuités correspondant à $m > 1$ c'est-à-dire à une diminution de la largeur de l'onde captive, l'énergie est rayonnée dans une direction plus inclinée sur l'axe que dans le cas d'une faible discontinuité. La largeur du pinceau est plus grande que dans ce dernier cas. Ce type de discontinuité tend donc à détruire la directivité de l'énergie diffractée.

Au contraire, pour les fortes discontinuités, correspondant à $m < 1$, c'est-à-dire à une augmentation de la largeur de l'onde captive, la direction de rayonnement maximal est moins inclinée sur l'axe que dans le cas d'une faible discontinuité. La largeur du pinceau est plus faible que dans ce dernier cas. Ce type de discontinuité tend donc à renforcer la directivité de l'énergie diffractée. Elles présentent donc un grand intérêt pour l'exécution d'antennes à grande directivité axiale.

2.1.8. **Analyse théorique du rayonnement d'une surface courbe guidant une onde captive.**

La courbure d'une surface est essentiellement la variation de la direction de la normale de cette surface. C'est pourquoi le problème de base à résoudre

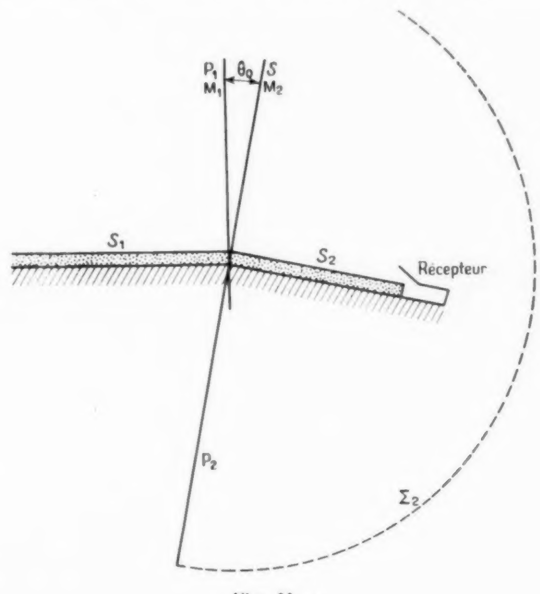


Fig. II.20.

est le rayonnement de deux surfaces planes S_1 et S_2 faisant entre elles un angle θ petit (*fig.* II.20).

La surface S_1 peut guider une onde captive de

décroissance exponentielle $\alpha_1 = \frac{1}{L_1}$ et la surface S_2 une onde captive de décroissance exponentielle $\alpha_2 = \frac{1}{L_2}$.

Pour analyser ce problème il est possible d'utiliser le théorème fondamental démontré dans la première partie.

On suppose que le récepteur est une charge sur la surface S_2 et que cette charge est adaptée pour l'onde captive (2). Cette charge réfléchira donc une puissance négligeable. Dans l'analyse générale précédente du rayonnement de la jonction de deux ondes captives nous avons montré que l'onde réfléchie et l'énergie diffractée vers l'arrière sont négligeables. C'est le cas d'une « onde normalisée » guidée de (2) vers (1). Le récepteur est donc adapté dans le sens (2) → (1).

Le guide d'onde (2) étant adapté dans les deux directions et le milieu étant isotrope, on peut appliquer le théorème fondamental qui donne de façon rigoureuse le coefficient de transmission

$$T = \frac{1}{4}\int_S (\overline{E}_1 \times \overline{H}_2 + \overline{H}_1 \times \overline{E}_2)\, d\overline{s}. \tag{II.9}$$

S étant une surface fermée quelconque entourant (2), sans entourer (1).

Prenons une surface S formée de deux parties :

1° Le plan P_2 perpendiculaire à S_2 à la discontinuité.

2° Le demi-cylindre sphérique centré sur la discontinuité et de rayon infiniment grand (*fig.* II.2) qui entoure (2).

P_2 et Σ_2 contiennent S_2 et le récepteur.

A partir de l'analyse générale du comportement de l'onde à la jonction de deux ondes captives on peut conclure que la topographie du champ de « l'onde normalisée » (2) en S ne diffère que fort peu de la topographie du champ de l'onde captive indéfinie sans discontinuité. C'est la conséquence directe du fait que la puissance réfléchie et rayonnée vers l'arrière est négligeable. La même affirmation peut être faite pour la topographie du champ d'une « onde normalisée » (1) dans le plan P_1 perpendiculaire à S_1 à la ligne de jonction.

Si θ_0 est petit les champs de l'onde normalisée aux points M_2 de S_2 et M_1 de S_1 situés à la même distance x de la discontinuité ont la même amplitude. La phase du champ en M_1 est en retard sur la phase en M_2 de l'angle

$$\varphi = \frac{2\pi x \sin\theta_0}{\lambda}.$$

Les composantes de « l'onde normalisée » sur P_2 sont

$$E_1(x) = 2\sqrt{\frac{\alpha_1 Z_0}{y_0}}\, e^{-\alpha_1|x| - jK\sin\theta},$$

$$H_2(x) = 2\sqrt{\frac{\alpha_2}{y_0 Z_0}}\, e^{-\alpha_2|x|},$$

$$\frac{E_1}{H_1} = \frac{E_2}{H_2} = Z_0,$$

y_0 étant la dimension de l'onde captive suivant OY, Z_0 étant l'impédance de l'espace libre.

Appliquons l'équation (II.9). Puisque le champ de « l'onde normalisée » (2) est nul sur la partie circulaire Σ_2 de S, l'intégration ne doit se faire que sur P_2. Donc

$$T = \int_0^{\infty} 2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}\, e^{-(\alpha_1+\alpha_2+jK\sin\theta)x}\, dx$$

ou

$$\boxed{T = \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1+\alpha_2+jK\sin\theta}}. \tag{II.20}$$

Cette relation très simple permet d'étudier le diagramme de rayonnement d'une surface courbe couverte d'une structure variable guidant une onde captive. Par exemple l'équation (II.20) est un outil pour analyser le rayonnement d'une surface courbe recouverte par un diélectrique d'épaisseur variable.

Pour analyser l'influence spécifique de la courbure supposons que la structure guidant l'onde captive est constante.

Ce sera par exemple le cas du rayonnement d'un cylindre recouvert d'une bande de diélectrique d'épaisseur constante.

On peut alors écrire dans l'équation (II.20)

$$\alpha_1 = \alpha_2$$

et cette équation devient

$$T = \frac{1}{1 + \frac{jK\sin\theta_0}{2\alpha}},$$

T et Φ étant le module et la phase du nombre complexe :

$$T = T\, e^{j\Phi},$$

$$T^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{K\sin\theta_0}{2\alpha}\right)^2},$$

$$\Phi = -\frac{K\sin\theta_0}{2\alpha}.$$

Dans le chapitre précédent sur le rayonnement des discontinuités des ondes de surface, nous avons trouvé que si une onde de surface est interrompue

dans l'espace libre, le champ diffracté est maximal dans le prolongement de la surface guidant l'onde, et la direction dans laquelle le champ diffracté est moitié de la valeur maximale, fait un angle $\simeq \frac{\theta_1}{2}$ avec la direction de l'axe. θ_1 est donné par l'équation suivante :

$$\theta_1 = \frac{\alpha}{K} = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda}{L}.$$

La largeur à 3 dB du lobe ainsi diffracté est $1{,}2\,\theta_1$.

Cet angle joue un rôle essentiel dans les phénomènes de diffraction d'une onde de surface et ceci suggère de prendre θ_1 comme unité d'angle pour mesurer tous les autres angles comme nous l'avons déjà fait plus haut.

Lorsque cette unité d'angle est utilisée, les angles considérés sont écrits avec les symboles suivants :

$$\Theta_0 = \frac{\theta_0}{\theta_1}, \qquad \Theta = \frac{\theta}{\theta_1}.$$

D'où

$$T = \frac{1}{1 + \dfrac{j\Theta_0}{2}},$$

$$\text{(II.21)} \qquad \Phi = \frac{-\Theta_0}{2},$$

$$\text{(II.22)} \qquad T^2 = \frac{1}{1 + \dfrac{\Theta_0^2}{4}}.$$

Il est clair, à partir des relations précédentes, que la valeur de Θ_0 joue un rôle essentiel dans le résultat. Deux cas extrêmes sont à envisager :

1° $\Theta_0 = \frac{\theta_0}{\theta_1} \gg 1$. — Puisque $\theta_0 \ll 1$, la condition ci-dessus implique θ_1 très petit. La dimension transversale L de l'onde est donc très grande par rapport à λ.

C'est le cas, par exemple, d'une onde de surface guidée par une fine feuille de diélectrique. Les équations (II.22) permettent alors d'avoir une représentation claire des phénomènes physiques, et montrent que l'énergie transmise est faible.

Le diagramme diffracté est donné par le diagramme du champ rayonné par la source :

$$\overline{E}_d = \overline{E}_1 + \overline{T}\,\overline{E}_2,$$
$$\overline{H}_d = \overline{H}_1 - \overline{T}\,\overline{H}_2.$$

Puisque T est petit, la forme du diagramme de diffraction est celle de la diffraction de E_1, $\overline{H}_1$. L'énergie est rayonnée dans le prolongement de S_1. Les résultats obtenus précédemment donnent une ouverture à 3 dB du diagramme de l'ordre de θ_1.

2° $\Theta_0 = \frac{\theta_0}{\theta_1} \ll 1$. — Puisque $L > \lambda$, $\theta_1 \ll 1$ pour toutes les ondes captives dans le champ de cette analyse.

Les valeurs de θ_0 correspondant à $\frac{\theta_0}{\theta_1} \ll 1$ sont nécessairement très petites, de l'ordre de quelques degrés.

Θ_0 sera pris comme infiniment petit du premier ordre.

Lors du calcul de T nous avons écrit que E_{1x} a les mêmes composantes en P_1 et P_2. Donc $\frac{\theta_0^2}{2}$ a été négligé. Puisque $\theta_1 \ll 1$ donc $\Theta_0 \gg \theta_0$. Il est correct de négliger $\frac{\theta_0^2}{2}$ et non $\frac{\Theta_0^2}{2}$.

L'équation (II.21) montre que la transmission s'effectue avec un retard de phase qui est un infiniment petit du premier ordre $\frac{\Theta_0}{2}$. Le module diffère de l'unité par un infiniment petit du second ordre.

Calculons maintenant le diagramme de l'énergie diffractée. Le champ diffracté en P_2 est

$$\text{(II.23)} \quad \begin{cases} E_d = 2\sqrt{\dfrac{\alpha Z_0}{y_0}} \left[e^{-(\alpha + jK\sin\theta_0)x} - \dfrac{1}{1 + \dfrac{j\Theta_0}{2}} e^{-\alpha x} \right], \\ H_d = \dfrac{E_d}{Z_0}. \end{cases}$$

La feuille de diélectrique ou le diélectrique artificiel couvrant S_2 est supposé suffisamment fin pour diffracter l'énergie avec un déphasage négligeable. Nous avons donc à calculer le rayonnement du champ E_d, H_d avec une topographie symétrique par rapport à P_2. Le diagramme s'obtient en prenant la transformée de Fourier de la topographie du champ. Dans un but de simplification le facteur $(1 + \cos\theta)$ qui est le diagramme d'une source élémentaire de Kottler est omis.

On peut écrire l'équation (II.23) :

$$E_d(x) = 2\sqrt{\frac{\alpha Z_0}{y_0}} \left[e^{-\alpha(1 + j\Theta_0)x} - \left(1 - j\frac{\Theta_0}{2}\right) e^{-\alpha x} \right].$$

Si l'origine de l'angle θ est la normale au plan bissecteur de S_1 et S_2, le diagramme diffracté est

$$e_d(\Theta) = 2\sqrt{\frac{\alpha Z_0}{y_0}} \left[\frac{2\alpha}{\alpha^2 + K^2\left(\theta - \dfrac{\theta_0}{2}\right)^2} - \left(1 - j\frac{\Theta_0}{2}\right) \frac{2\alpha}{\alpha^2 + K^2\left(\theta + \dfrac{\theta_0}{2}\right)} \right],$$

$$e_d(\Theta) = 4\sqrt{\frac{Z_0}{Y_0\alpha}}\left[\frac{1}{1+\left(\Theta-\frac{\Theta_0}{2}\right)^2} + \frac{-1+j\frac{\Theta_0}{2}}{1+\left(\Theta+\frac{\Theta_0}{2}\right)^2}\right],$$

$$e_d(\Theta) = 4\sqrt{\frac{Z_0}{Y_0\alpha}}\left[\frac{2\Theta\Theta_0}{\left[1+\left(\Theta-\frac{\Theta_0}{2}\right)^2\right]\left[1+\left(\Theta+\frac{\Theta_0}{2}\right)^2\right]} + \frac{j\frac{\Theta_0}{2}}{1+\left(\Theta+\frac{\Theta_0}{2}\right)^2}\right].$$

A partir de l'équation (II.23) on peut conclure que l'énergie totale diffractée est $\frac{\Theta_0^2}{2}$. Afin d'analyser la directivité du diagramme diffracté nous devons analyser la fonction

$$E_d^2(\Theta) = \frac{4e_d^2(\Theta)}{\Theta_0^2},$$

$$\text{(II.24)} \qquad E_d^2(\Theta) = \frac{4Z_0}{Y_0\alpha}\frac{1}{\left[1+\left(\Theta+\frac{\Theta_0}{2}\right)^2\right]^2} \times \left[\frac{4\Theta^2}{1+\left(\Theta-\frac{\Theta_0}{2}\right)^2} + \Theta_0^2\right].$$

La forme approximative du diagramme est indiquée sur la figure II.21. Ce diagramme a été tracé pour $\Theta_0 = \frac{1}{3}$. La forme est presque symétrique et a été dessinée symétrique.

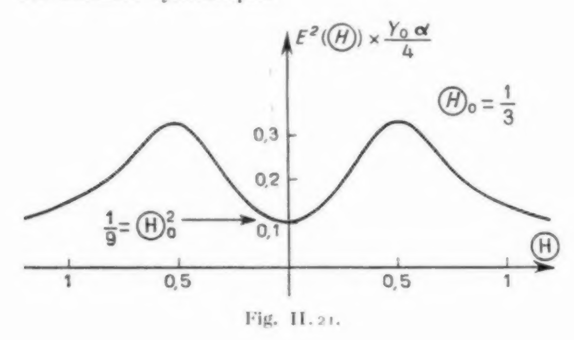


Fig. II.21.

Le diagramme est composé de deux lobes dirigés symétriquement par rapport au plan bissecteur de S_1 et S_2.

La direction du rayonnement maximal est $\frac{\theta}{\theta_1} = 0{,}5$.

La largeur à 3 dB de ces lobes est de l'ordre de θ_1.

Les conclusions de cette analyse sont résumées sur la figure II.22.

Si le cas à étudier est entre ces deux cas extrêmes, l'équation (II-24) donne un moyen d'analyse de cette situation précise. Néanmoins l'analyse des deux cas extrêmes peut aider à la compréhension physique d'un cas intermédiaire.

La représentation physique qu'on peut se faire à partir de l'analyse précédente a quelque analogie avec les conclusions de l'étude précédente où la courbure n'était pas envisagée.

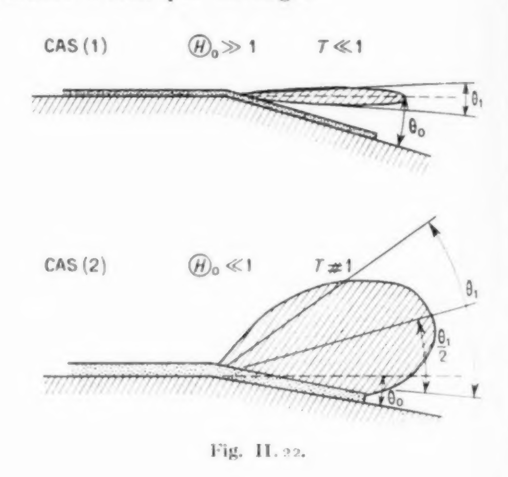


Fig. II.22.

Si la dimension transversale L de l'onde captive est très grande par rapport à λ (feuille de diélectrique très fine par rapport à λ), une petite variation θ_0 de la direction de l'onde captive est suffisante pour produire le rayonnement de la plus grande partie de l'énergie guidée.

Ce rayonnement possède une grande directivité, puisque θ_1 est très petit, dans le prolongement de la surface guidant l'onde. Ce cas est très intéressant pour les projets d'antennes à ondes de surface.

Si la dimension transversale L de l'onde captive est de l'ordre de λ (feuille de diélectrique qui n'est pas très mince par rapport à λ) une petite variation θ_0 dans la direction de l'onde captive produit un faible rayonnement. Ce rayonnement est faiblement directif. L'angle d'inclinaison de la direction du rayonnement maximal sur le plan métallique situé en amont est $\frac{\theta_1}{2}$ et la largeur à 3 dB du lobe est de l'ordre de θ_1.

Ces prévisions théoriques ont été vérifiées par des expériences. La méthode de mesure du coefficient de transmission sera détaillée dans un chapitre ultérieur. Nous verrons qu'il existe un complet accord entre la théorie et l'expérience.

Appliquons l'analyse précédente au cas d'un cylindre circulaire couvert d'une bande de diélectrique d'épaisseur constante.

Si l'épaisseur de la bande diélectrique est constante :

$$\alpha_1 = \alpha_2,$$

$$T_0^2 = \frac{1}{1 + \left(\frac{k\,\theta_0}{2\,\alpha}\right)^2}.$$

Si $\frac{k\,\theta}{2\,\alpha}$ est petit, le coefficient de transmission est

$$\log_e T_{\theta_0} \neq -\frac{1}{2}\left(\frac{k\,\theta_0}{2\,\alpha}\right)^2.$$

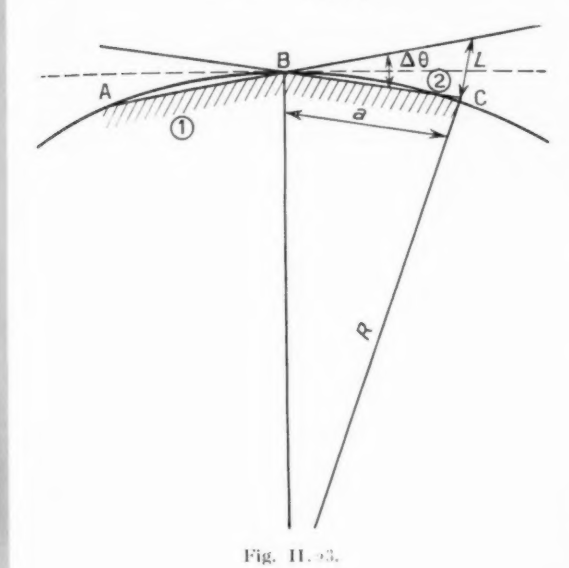


Fig. II.23.

S'il y a une suite de discontinuités $\theta_1, \theta_2, \ldots, \theta_n$ suffisamment éloignées les unes des autres pour être indépendantes, le coefficient de transmission total sera

$$\text{(II.25)} \quad \begin{cases} T = T_{\theta_1 \theta_2 \ldots \theta_n} = T_{\theta_1} \times T_{\theta_2} \times \ldots \times T_{\theta_n}, \\ \log_e T^2 \neq -\left(\frac{k}{2\,\alpha}\right)^2 [\theta_1^2 + \theta_2^2 + \ldots + \theta_n^2]. \end{cases}$$

Il est possible d'approcher la forme du cylindre par une suite de plans (*fig.* II.23). La longueur de chaque face est suffisante pour produire un rayonnement indépendant à chaque discontinuité. Les plans élémentaires font entre eux un angle $\Delta\theta$. La longueur de chaque plan est a.

Le rayon R de ce cylindre est supposé très grand par rapport à λ et L; la dimension transversale de l'onde captive L est supposée grande par rapport à λ.

Si la distance d est très petite, par rapport à λ, il sera impossible d'analyser le rayonnement de cette structure polygonale en considérant que chaque source rayonne indépendamment des autres. Cherchons la distance minimale nécessaire pour avoir les rayonnements indépendants aux discontinuités. L'analyse est possible si a est supérieur à cette distance et si la distance a est suffisamment petite par rapport à R pour que l'approximation géométrique du cylindre soit bonne.

Puisque L est grand par rapport à λ, le rayonnement d'une discontinuité sera très directionnel, dans le prolongement du plan précédent la discontinuité. Un grand nombre de longueurs d'onde devant la discontinuité de l'énergie rayonnée est concentrée le long du prolongement de ce plan (cas 1 de la figure II.22).

La discontinuité C rayonnera indépendamment des autres, si à ce point, la distance du cylindre au prolongement du plan (1) est supérieure à L,

$$L = a\,\Delta\theta,$$

mais

$$\frac{\Delta\theta\,R}{2} = a,$$

donc la distance minimale a est de l'ordre de

$$a = \sqrt{\frac{LR}{2}}.$$

Puisque R est grand par rapport à L, cette surface polygonale faite de plans élémentaires de longueur a est une bonne approximation géométrique du cylindre circulaire. Il est raisonnable de supposer que cette surface polygonale se comportera comme le cylindre circulaire qui en est très proche.

Le coefficient de transmission pour un trajet le long du cylindre peut être calculé avec l'équation (II.25) si

$$Z = na,$$

$$\log_e T^2 \neq -\left(\frac{k}{2\,\alpha}\right)^2 n(\Delta\theta)^2.$$

Par suite l'atténuation de l'onde captive par perte d'énergie rayonnée le long du trajet Z est

$$N_{\text{dB}} \neq 120\,\frac{L^{\frac{5}{2}}}{\lambda^2 R^{\frac{3}{2}}}\,Z.$$

Pour R et λ donnés, N croît considérablement lorsque L grandit. $\alpha = \frac{1}{L}$ peut être considéré comme un nombre mesurant l'étroitesse de l'anneau compris entre l'onde captive et la surface la guidant. Pour $\alpha = 0$ l'anneau disparaît; et plus grand est α, plus étroit est l'anneau.

Si α est petit, une faible courbure de la structure guidant l'onde est suffisante pour briser le lien entre l'onde captive et la surface et produire le rayonnement de l'énergie guidée.

Ce fait est d'une importance fondamentale dans les travaux expérimentaux sur les antennes à ondes de surface. Lorsque la dimension transversale de l'onde captive est grande, une faible modification de la structure guidant l'onde suffit à produire le rayonnement de l'énergie captive.

2.1.9. Étude de la synthèse des antennes à rayonnement axial.

Après avoir analysé en détail les propriétés d'une discontinuité élémentaire, nous allons maintenant effectuer la synthèse d'antennes à grand gain à rayonnement axial en nous appuyant sur les propriétés de la discontinuité élémentaire. Nous avons étudié successivement le cas d'une discontinuité sur une structure d'onde de surface guidée le long d'un plan indéfini dans une direction perpendiculaire à la direction de propagation et le long d'un axe. Une structure plane indéfinie susceptible de guider une onde captive n'est pas réalisable pratiquement puisque les dimensions pratiques sont toujours finies. L'expérience montre qu'il est difficile d'exciter une onde captive de ce type dans des conditions facilement réalisables. Nous avons donc concentré notre étude expérimentale de synthèse sur le cas des antennes constituées par un axe qui guide l'onde captive. Ce type d'antenne a d'ailleurs un intérêt technique considérable.

Cette synthèse partira d'une base solide et rigoureuse qui est l'analyse d'une discontinuité élémentaire. Une synthèse complètement rigoureuse et détaillée serait un travail très long et peut être inextricable que nous n'entreprendrons pas. Nous cherchons seulement à fixer par un raisonnement approché mais sûr les grandes lignes du phénomène physique que constitue le rayonnement de telles antennes. Les lois de ce rayonnement seront déterminées.

2.1.9.1. Principes du rayonnement des antennes a onde de surface a rayonnement axial. — Le problème posé consiste le plus souvent à obtenir à l'aide d'une structure de longueur L_a le rayonnement le plus directif possible dans une direction voisine de l'axe. Il semble possible de réduire les méthodes utilisées pour atteindre ce but aux deux principes suivants :

1° L'énergie est guidée par une ligne sur laquelle sont disposés des obstacles périodiques. Une partie de l'énergie est rayonnée par chaque obstacle. Ces obstacles introduisent un déphasage sur la ligne de transmission qui permet à toutes les ondes rayonnées de se trouver en phase dans la direction de l'axe. Cette méthode a été utilisée par MM. Simon, Biggi et Weill pour construire l'antenne « cigare ». L'introduction de cette structure périodique a permis de surmonter les limitations exprimées en particulier par la relation d'Hansen-Woodyard qui interdisaient de construire des antennes de gain indéfiniment croissant avec la longueur L disponible. L'antenne « cigare » a été la première antenne à grand gain à rayonnement axial. L'analyse de ce type d'antenne se trouve dans l'article de J.-C. Simon et G. Weill [5].

2° L'énergie est guidée sous la forme d'une onde de surface le long de l'axe. La dimension transversale de l'onde est progressivement accrue lorsque l'onde se déplace vers l'extrémité de la ligne. A cette extrémité la structure est interrompue et l'énergie est rayonnée avec une grande directivité axiale.

Ce deuxième principe a sur l'antenne « cigare » plusieurs avantages :

a. Toutes les antennes à rayonnement axial ont en commun un inconvénient qui fixe une limite à la directivité qu'il est possible d'obtenir. En effet dans tous les cas l'onde est guidée le long d'un axe avec une perte d'insertion non négligeable. Plus la directivité recherchée sera grande, plus la longueur de ligne nécessaire sera grande, plus cette perte d'insertion sera considérable. On conçoit qu'augmenter la longueur au-delà d'une certaine valeur sera sans utilité car l'augmentation de gain qui en résultera sera compensée par une augmentation supérieure de la perte d'insertion due à la propagation le long de la ligne.

Nous allons montrer théoriquement et l'expérience confirme que le gain d'une antenne de longueur L_a à rayonnement axial est au maximum, pour une excitation de faible dimension, de l'ordre de

$$G \simeq 10 \frac{L_a}{\lambda}. \tag{II.96}$$

Dans le cas d'une antenne à rayonnement progressif du type « cigare » on doit utiliser une structure dans laquelle l'onde est concentrée au voisinage de la ligne pour que les variations de la structure qui sont dans la pratique distantes de l'ordre de λ produisent un rayonnement. En effet si l'onde a une dimension transversale L qui est grande par rapport à λ nous verrons que les discontinuités

doivent être séparées par une distance grande par rapport à λ pour être indépendantes. Si elles sont disposées à des distances qui sont seulement de l'ordre de grandeur de λ la propagation s'effectuerait comme si la structure était la structure moyenne autour de laquelle on effectue des ondulations et il n'y aurait qu'un rayonnement négligeable. Pour guider l'onde en la maintenant au voisinage immédiat de la structure il résulte de l'analyse que nous avons faite qu'il faut la freiner davantage et augmenter l'énergie réactive moyenne contenue par l'onde guidée. Corrélativement une partie importante de l'énergie est guidée à l'intérieur de la structure qui doit être d'une épaisseur de l'ordre de $\frac{\lambda}{4}$ par exemple. Cette structure constituée par un diélectrique naturel ou artificiel comportera des pertes non négligeables, plus importantes que dans le cas des antennes de l'autre type où la dimension transversale L de l'onde étant grande par rapport à λ, la quantité d'énergie guidée à l'intérieur de la structure est un infiniment petit du second ordre en $\frac{\lambda}{L}$.

Dans le cas d'une antenne « cigare », on peut admettre qu'au milieu de l'antenne la moitié de l'énergie a été rayonnée. Pour calculer rapidement l'ordre de grandeur de la perte d'insertion pour une antenne de longueur L_a on peut admettre que celle-ci correspond au parcours d'une onde le long de la moitié de la longueur sans qu'elle ait subi l'atténuation correspondant au rayonnement. L'atténuation correspondant aux pertes le long de la ligne est, sans rayonnement :

$$P = P_0 \, 10^{-0,3\frac{l}{L_0}},$$

L_0 étant la longueur correspondant à une perte d'insertion de 50 % (3 dB).

Supposons que la longueur d'une antenne « cigare » soit L_a, la perte d'insertion sera environ

$$\frac{P}{P_0} = 10^{-\frac{0,3\,L_a}{2\,L_0}}.$$

Si l'on tient compte des pertes, le gain sera donné par l'expression

$$G \# \frac{10\,L_a}{\lambda} \, 10^{-0,15\frac{L_a}{L_0}}. \qquad \text{(II.27)}$$

d'où

$$\frac{dG}{dL_a} \# \frac{10}{\lambda} \, 10^{-0,15\frac{L_a}{L_0}} \left[1 - 0,36\frac{L_a}{L_0} \right].$$

Lorsqu'on augmente L_a, le gain commence par augmenter corrélativement conformément à l'expression (II.27). Tant que $L_a < L_0$ l'influence des pertes ne se fait sentir que d'une manière négligeable et le gain réel G_r est pratiquement égal au gain théorique G_t donné par l'équation (II.26). Lorsque $L_a = L_0$ l'influence des pertes est appréciable puisque $G_r = 0,7\,G_t$. En augmentant L_a au-delà de cette valeur le gain ne croît plus que très lentement, il atteint un maximum égal à $G_{r\,max} \# 0,3\,G_t$ pour

$$L_{a\,max} \# 3\,L_0$$

et décroît lorsque L_a est au-delà de cette valeur. Cette variation est représentée sur la figure II.24.

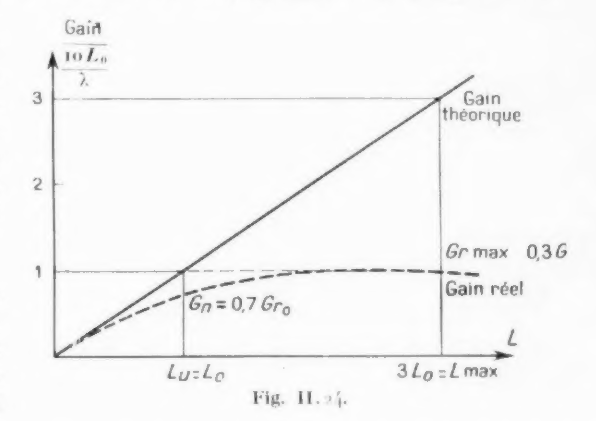


Fig. II.24.

On voit donc que pour une structure donnée à laquelle correspond une longueur L_0, il existe une longueur d'antenne $L_{max} = 3\,L_0$ qu'il est inutile de dépasser si l'on recherche le gain le plus élevé possible. On peut aussi constater qu'en passant de $L_a = L_0$ à $L_a = 3\,L_0$ le gain a seulement été multiplié par 1,4. Donc au-delà de $L_a = L_0$ l'augmentation de gain est très coûteuse et dans la plupart des cas le prix de l'augmentation de la longueur de l'antenne ne sera pas compensé par la faible augmentation du gain. Il y aura, du point de vue du gain rarement intérêt à dépasser la valeur L_0 que nous appellerons la longueur utile L_{au}.

On peut faire un raisonnement analogue pour les antennes à onde de surface dont la grande dimension transversale croît progressivement le long de l'antenne, le rayonnement ne se produisant qu'à l'extrémité. Dans ce type d'antenne la perte d'insertion correspondra à un trajet L_a de toute l'énergie. L_0 ayant la même signification que dans le cas précédent, on a donc

$$\frac{P}{P_0} = 10^{-0,3\frac{L_a}{L_0}}.$$

De la même manière on arrive à des longueurs L_{au} et $L_{a\max}$ qui ont la même signification que dans le cas précédent mais qui sont données en fonction de L_0 par des valeurs deux fois plus faibles :

$$L_{au} = \frac{L_0}{2}, \qquad L_{a\max} = \frac{3L_0}{2}.$$

L_0 correspond à une perte d'insertion de 3 dB le long de la structure qui guide l'onde captive. En fait dans ce type d'antenne la structure varie progressivement de l'excitation de l'antenne à son autre extrémité. La longueur L_0 à considérer est la longueur correspondant à la structure moyenne de l'antenne.

Le long de cette structure moyenne les suppositions que nous avons faites dans l'étude des ondes de surface sont valables. En particulier, l'énergie guidée à l'intérieur de la structure, constituée par une couche de diélectrique par exemple, n'est qu'une faible fraction de l'énergie totale puisqu'elle apparaît dans notre analyse comme un infiniment petit du second ordre. La perte d'insertion le long d'une telle structure sera donc faible, probablement aussi faible que possible. En particulier elle sera plus faible que les structures nécessaires pour exécuter l'antenne « cigare ».

Pour cette dernière antenne, par suite du rayonnement progressif de l'énergie, les longueurs utiles, L_{au} et $L_{a\max}$ exprimées en fonction de L_0 sont deux fois plus grandes que les mêmes longueurs correspondant aux antennes à ondes de surface de grandes dimensions transversales. De ce point de vue une antenne à rayonnement progressif comme l'antenne « cigare » présente un avantage. Par contre nous avons vu que la structure des antennes à ondes de surface de grandes dimensions présentait une perte d'insertion très faible de telle sorte que bien souvent la longueur L_0 sera pour ce type d'antenne beaucoup plus grande que dans le cas d'une structure du type de l'antenne « cigare », de telle manière que le facteur 2 qui avantage celle-ci par suite du rayonnement progressif, se trouvera largement compensé par suite de la plus grande valeur de L_0 dans l'autre type d'antenne.

Il semble donc bien que par suite de leurs pertes d'insertion extrêmement faibles les antennes à ondes de surface de très grandes dimensions transversales soient particulièrement bien adaptées à la construction d'antennes à grand gain à rayonnement axial. C'est en partie pour cette raison que c'est sur elles que nous avons concentré notre étude théorique et expérimentale.

Par contre nous avons constaté que la propagation des ondes de surface à grandes dimensions transversales L sont très sensibles aux modifications de nature de la structure. Une faible variation aléatoire de l'épaisseur, de la direction ou des propriétés du matériau qui constitue la couche suffira à produire un rayonnement incontrôlé. Ces phénomènes fixent donc une limite à l'obtention et à l'utilisation d'ondes de surface de dimensions transversales infiniment grandes.

Nous venons d'observer une limitation fondamentale, due aux pertes sur la structure, qui interdit d'obtenir des gains croissant indéfiniment avec la longueur de l'antenne. Cette limite due à l'impossibilité d'une exécution sans perte détermine en fait les propriétés utiles et maximales qu'il est possible d'atteindre avec les aériens axiaux, appelés très souvent « end-fire ». Cette situation résulte du mode d'excitation « en série » de ce type d'antenne.

L'autre classe d'antennes, celles à rayonnement transversal ou « broad-side », n'échappe pas à une limitation, conséquence d'une imperfection physique inévitable. Une antenne à rayonnement transversal est toujours constituée par une source primaire de faible dimension qui illumine une parabole ou une lentille par exemple. Des sources rayonnantes se trouvent donc disposées sur l'aérien secondaire et la forme de la structure de cet aérien impose la phase de ces sources. Les sources sont excitées « en parallèle » sans perte d'insertion importante. D'ailleurs lorsque les dimensions de l'antenne augmentent, cette perte d'insertion n'augmente pas corrélativement. Il n'y a donc pas de ce côté, une limitation à l'obtention de gains élevés. Par contre en augmentant les dimensions d'une antenne il devient de plus en plus difficile de l'exécuter suivant le dessin théorique prévu qui n'est réalisé qu'avec une précision donnée. Le gain théorique maximal qu'il est possible d'obtenir avec une surface S est

$$G = \frac{4\pi S}{\lambda^2}.$$

L'auteur a étudié l'influence de la précision de fabrication des antennes sur leurs performances. Cette analyse a montré que l'imprécision de fabrication diminue le gain. A une précision relative de fabrication donnée, fabrication à 10^{-3} ou 10^{-4} près par exemple, correspond un gain maximal $G_{\max}$ qu'il est impossible de dépasser et un gain utile G_u qu'il est généralement peu rentable de dépasser. A ces valeurs de $G_{\max}$ et G_u correspondent des valeurs de S, $S_{\max}$ et S_u, qui sont des limites inutiles ou peu utiles à dépasser pour une précision relative de fabrication donnée. On reconnaît bien que la nature même des choses, qui empêche la perfection mathé-

matique d'exister, impose une limite physique qui n'apparaît pas dans les expressions théoriques. Il importe donc que ces dernières ne soient pas les seules retenues.

2.1.9.2. Propriétés essentielles des antennes a rayonnement axial. — L'étude expérimentale des antennes à rayonnement axial met en évidence d'une manière incontestable les propriétés suivantes.

1° *Cas d'une antenne axiale isolée dans l'espace* (*fig.* II.25). — En supposant une excitation de l'antenne de dimension réduite, de l'ordre de λ par exemple, on peut au maximum obtenir les performances suivantes :

(II.28)
- Gain dans la direction axiale : $G \neq 10 \dfrac{L_a}{\lambda}$;
- Largeur du pinceau à demi puissance : $\theta_{rad} \neq \sqrt{\dfrac{\lambda}{L_a}}$.

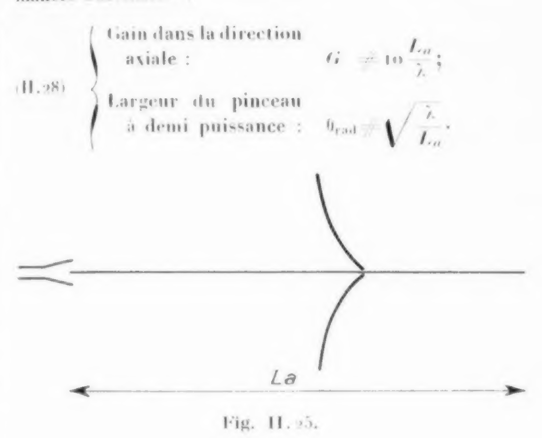


Fig. II.25.

2° *Cas d'une antenne axiale disposée sur un plan métallique limité* (*fig.* II.26). — Si le plan métallique est illimité le théorème des images permet de prévoir et l'expérience confirme que les performances de l'antenne sont les mêmes que lorsque l'antenne est isolée dans l'espace.



Fig. II.26.

La limitation du plan métallique a les conséquences suivantes :

a. La direction de rayonnement maximal est inclinée sur l'axe de l'antenne et dirigée au-dessus du plan métallique.

Cette inclinaison augmente lorsqu'on interrompt le plan métallique de plus en plus près de l'extrémité de l'antenne. Lorsque le plan est interrompu exactement à l'extrémité de l'antenne cette inclinaison est égale à la moitié de la largeur à demi-puissance du pinceau dans le plan contenant l'antenne et perpendiculaire au plan métallique (*fig.* II.27)

(II.29) $$\theta_i = \frac{1}{2}\theta_{3\,dB}.$$

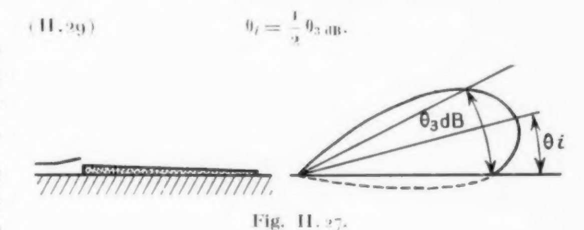


Fig. II.27.

b. Une diminution du gain dans la direction de l'axe de l'antenne.

Si le plan métallique est interrompu à l'extrémité de l'antenne, le gain est de 3 à 6 dB au-dessous du gain correspondant à la direction de rayonnement maximal.

Les équations (II.28) et (II.29) donnent un ordre de grandeur. Les constantes qu'elles contiennent peuvent se trouver modifiées d'un cas à l'autre suivant les dimensions de l'excitation utilisée ou les pertes de la structure. Elles peuvent varier du simple ou double suivant les cas. Ce qui est absolument incontestable est la forme de la loi de variation de G, $\theta_{3\,dB}$ et θ_i en fonction de L. La synthèse théorique que nous allons faire devra rendre compte de ces faits expérimentaux.

2.1.9.3. Principe du rayonnement axial des antennes a ondes de surface de grande dimension transversale. — Nous avons vu que l'interruption d'une onde de surface de grande dimension transversale produit le rayonnement de l'énergie guidée avec une grande directivité. La largeur à demi-puissance du pinceau est de l'ordre de $\frac{\lambda}{L}$.

L'idée essentielle de l'élaboration de ce type d'aérien est d'établir à l'extrémité de l'antenne une onde captive de la plus grande dimension transversale possible pour obtenir ainsi la plus grande directivité possible. Ce résultat est obtenu en établissant une succession de discontinuités, comme indiqué sur la figure II.28.

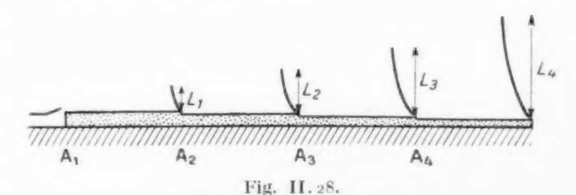


Fig. II.28.

L'énergie fournie par l'excitation est successivement transmise aux ondes captives de dimensions croissantes L_1, L_2, L_3, L_4. Pour que ce schéma puisse être réalisé avec succès il faut que le produit des coefficients de transmission ne soit que peu inférieur à 1. D'autre part, il faut que la distance entre ces discontinuités soit suffisante pour que ces discontinuités se comportent indépendamment les unes des autres. Ce dernier point est fondamental et nous allons maintenant l'analyser.

2.1.10. Condition pour que deux discontinuités soient indépendantes.

Si deux discontinuités A et B sont très proches l'une de l'autre, comme sur la figure II.29 il n'est absolument pas légitime d'appliquer à chacune d'elles les résultats de l'analyse que nous avons effectuée sur des discontinuités élémentaires.

Fig. II.29.

Cette analyse suppose essentiellement qu'en aval de la discontinuité B la topographie de l'onde est celle de l'onde captive (2) supposée indéfinie en aval, ce qui n'est absolument pas exact dans le cas que nous examinons. En fait, en B, la topographie du champ est beaucoup plus proche de la topographie de l'onde captive (1) supposée indéfinie en aval que de celle de l'onde captive (2). On ne ferait pas une erreur importante en affirmant que les propriétés de cet ensemble de discontinuités sont celles du passage brutal de (1) à (3). On ferait au contraire une grave erreur en affirmant que les propriétés des deux discontinuités proches et successives sont celles de (1), (2) et (2), (3) calculées à l'aide de notre précédente analyse. On calculerait un coefficient de transmission $T_{12}\,T_{23}$ très supérieur au coefficient réel qui est proche de T_{13}.

Nous allons préciser la distance minimale nécessaire entre les discontinuités pour qu'elles se comportent indépendamment. Nous avons vu que dans le plan de la discontinuité le champ incident se trouve séparé en deux parties. La première est transmise à l'onde captive située en aval. La propagation de cette onde est parfaitement connue et l'on peut admettre que son énergie se trouve contenue à l'intérieur d'une zone limitée par la structure et la surface située à une distance L_2 de celle-ci. La propagation de l'onde diffractée doit être précisée car c'est son déplacement en aval de la discontinuité qui détermine l'interdépendance des deux discontinuités. Si dans le plan de la seconde discontinuité l'énergie rayonnée est située à l'extérieur de la zone qui contient l'énergie de l'onde captive, on pourra affirmer que les propriétés de la seconde discontinuité ne seront pas influencées par la première. Les discontinuités seront donc indépendantes. Bien entendu, dans le cas contraire, on sera dans une situation où la topographie de l'énergie incidente diffère beaucoup de la topographie de l'onde captive (1). Les deux discontinuités ne pourront être traitées indépendamment.

Précisons donc le mouvement de l'énergie rayonnée par une discontinuité. L'analyse précédente a permis de dégager les points suivants :

1° L'énergie rayonnée est presque tout entière rayonnée en aval.

2° La topographie dans le plan de la discontinuité est connue. Elle est donnée par les équations :

$$\overline{E}_d = \overline{E}_1 - \overline{T}\,\overline{E}_2,$$
$$\overline{H}_d = \overline{H}_1 + \overline{T}\,\overline{H}_2.$$

3° Le diagramme de rayonnement, c'est-à-dire la topographie du champ à grande distance, a été calculé.

Dans le cas d'une structure axiale nous avons montré que

$$T = \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}.$$

Donc $\left(\frac{E_d}{H_d} Z_0\right)$.

$$E_d\sqrt{\frac{\pi}{2Z_0}} = \alpha_1\,e^{-\alpha_1 r} - \frac{4\alpha_1\alpha_2}{(\alpha_1+\alpha_2)^2}\,\alpha_2\,e^{-\alpha_2 r}.$$

Les discontinuités utilisées sont petites puisqu'on recherche un établissement progressif d'une onde captive de grande dimension sans une perte d'énergie importante par diffraction à chaque discontinuité. Posons donc

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = 1 + \varepsilon.$$

Il vient

$$\text{(II.30)} \qquad \sqrt{\frac{\pi}{2Z_0}}\,E_d = -\,\varepsilon\alpha_1\,e^{-\alpha_1 r}[1 - \alpha_1 r].$$

Donc dans le plan de la discontinuité, le champ diffracté conserve une phase constante à l'intérieur de la zone $r < L_1$. Le long du cercle $r = L_1$ le champ

s'annule et change de signe de telle sorte qu'il conserve une phase constante dans la zone $r > L_1$, phase qui est opposée à celle du champ dans la zone $r < L_1$. La direction du flux de l'énergie diffractée est donc tout le long du plan de la discontinuité perpendiculaire à ce plan. Ce flux s'annule pour $r = L$.

Le calcul du champ diffracté en des points situés à un grand nombre de longueurs d'onde en aval de la discontinuité montre que ce champ est équiphase le long d'une sphère centrée sur le point O de la structure où la discontinuité a été effectuée. Ceci résulte du fait que la phase du champ en deux points du plan de la discontinuité, symétriques par rapport à O est la même. D'autre part, nous avons vu que le diagramme de ce type de discontinuité, représenté sur la figure II.19, comporte un maximum de rayonnement le long d'un cône d'angle au sommet $\theta_1 = \frac{\lambda}{L_1}$, la largeur à demi-puissance de ce diagramme étant 1, 2, θ_1. Donc en aval de la discontinuité, la direction moyenne du flux d'énergie suivra les génératrices d'un cône de sommet O et d'angle au sommet θ_1.

Pour déterminer s'il existe un point du plan de la discontinuité au voisinage duquel le flux d'énergie est concentré nous allons évaluer en fonction de r la quantité d'énergie diffractée $D^2(r)$ qui traverse un cercle de centre O et de rayon r,

$$D^2(r) = \int_0^r \frac{E_d^2}{2 Z_0} 2\pi r \,\mathrm{d}r.$$

En utilisant l'équation (II.30) on peut constater que

$$D^2 = D^2(r \to \infty) = \frac{\varepsilon^2}{4}.$$

Ceci est normal puisque l'énergie totale diffractée est

$$D^2 = \left(\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}\right)^2 = \frac{\varepsilon^2}{4}.$$

Le rapport de l'énergie diffractée qui traverse le cercle de centre O à l'énergie totale diffractée est

$$\frac{D_r^2}{D^2} = 1 + e^{-2\alpha_1 r}[-4(\alpha_1 r)^3 + 2(\alpha_1 r)^2 - 2\alpha_1 r - 1].$$

La courbe représentative de cette fonction est tracée sur la figure II.30. Sur cette courbe on peut constater que plus de la moitié de l'énergie diffractée est contenue dans la plage

$$1,5 < \frac{r}{L_1} < 3,5.$$

On peut donc admettre, si l'on cherche à représenter le phénomène dans ses grandes lignes, que le flot d'énergie diffractée s'écoule au voisinage du plan de la discontinuité le long des droites perpendiculaires en M et M′ à ce plan et situées à une

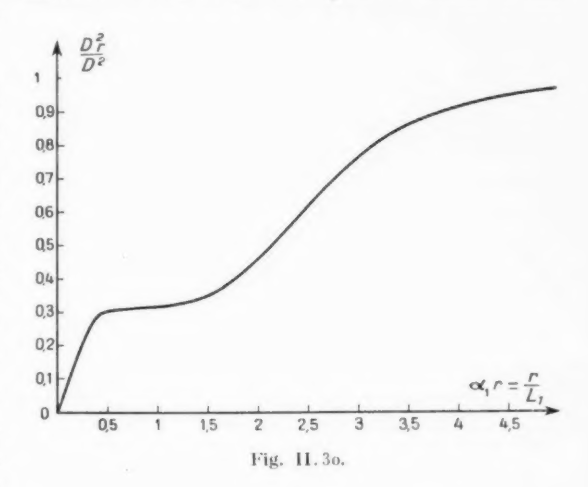


Fig. II.30.

distance $r = 2,5\, L_1$ de l'axe. A une grande distance par rapport à la longueur d'onde cette ligne suivie par le flot d'énergie se raccordera avec le cône de sommet O et d'angle au sommet θ_1. Cette situation qui représente schématiquement le mouvement de l'énergie diffractée en aval de la discontinuité est représentée sur la figure II.31.

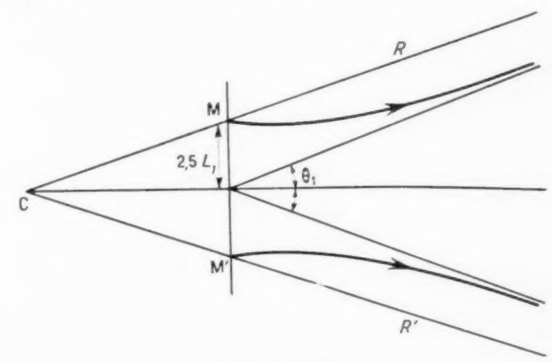


Fig. II.31.

Les droites passant par M et M′ et inclinées sur l'axe d'un angle θ_1 sont proches du chemin suivi par le flot d'énergie diffractée. En effet elles passent par M et M′ situés précisément sur ce chemin et loin du plan de la discontinuité, elles sont à une distance du trajet réel indiqué sur la figure II.31 qui est inférieure à $2,5\, L_1$. En fait la plage le long

de laquelle s'étend l'énergie diffractée est vue de O sous un angle de l'ordre de 1,2 θ_1, elle est donc à une grande distance plus large que 2,5 L_1. Les droites CM et CM′ inclinées d'un angle θ_1 sur l'axe représentent donc une bonne approximation du trajet moyen suivi par l'énergie diffractée.

Supposons qu'une petite discontinuité soit établie en O_1. Le trajet suivi par l'énergie diffractée en O_1 suit les droites C_1M_1, $C_1M'_1$. Pour que cette énergie diffractée ne modifie pas le phénomène de diffraction en une discontinuité O_2 située en aval il faut, d'après la courbe tracée sur la figure II.30 que l'énergie diffractée par (1) passe dans le plan O_2 à une distance de l'axe au moins égale à 3,5 L_2. La distance O_1O_2 minimale pour que les deux discontinuités soient indépendantes peut être calculée en utilisant la figure II.32.

$$O_1O_2 \times \theta_1 = 3,5\,L_2 - 2,5\,L_1$$

si

$$L_2 = L_1 + \Delta L,$$

$$O_1O_2 \simeq (L_1 + 3,5\,\Delta L)\,\frac{L_1}{\lambda}.$$

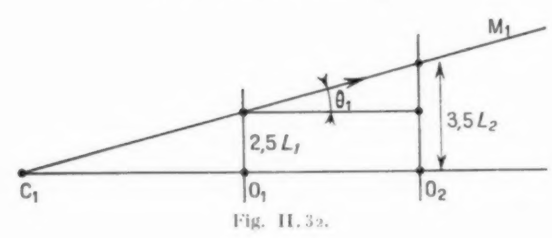


Fig. II.32.

Cette distance est plus grande si l'on cherche à augmenter la dimension transversale de l'onde, ce qui est le cas qui nous intéresse, plutôt que la diminuer. Le cas de discontinuités faibles est particulièrement important, alors

$$\Delta L \simeq 0, \qquad O_1O_2 \simeq \frac{L_1^2}{\lambda}.$$

La distance qui doit exister entre deux discontinuités pour qu'elles soient indépendantes est donc une fonction rapidement croissante de la dimension transversale. Il est clair que la longueur de l'antenne sera déterminée par la distance qu'il sera nécessaire d'établir entre les dernières discontinuités correspondant à l'extrémité de l'antenne où la dimension transversale est la plus grande. Donc pour établir une dimension transversale L_1, une longueur L_a d'antenne proportionnelle à $\frac{L_1^2}{\lambda}$ sera nécessaire. Nous allons préciser ce point à l'aide du raisonnement suivant :

Supposons qu'on désire obtenir une dimension transversale L_1 à l'extrémité de l'antenne. Pour obtenir ce résultat prenons une structure le long de laquelle la dimension transversale L est linéairement croissante du début de l'antenne à son extrémité. Cette croissance de la dimension transversale est obtenue par une suite de petites discontinuités discrètes. Si une discontinuité élémentaire est établie vers l'extrémité de l'antenne où la dimension transversale est L_1, le flux d'énergie diffractée suit les directions $C_1M_1R_1$ et $C_1M'_1R'_1$. (Dans les figures suivantes pour des raisons de simplicité nous ne mentionnerons que $C_1M_1R_1$, l'autre direction est symétrique par rapport à l'axe.) On peut écrire

$$C_1O_1 = \frac{2,5\,L_1^2}{\lambda} = D_1.$$

Distinguons trois cas suivant la longueur d'antenne utilisée :

1° $D_1 = L_a$. — En une discontinuité O quelconque le long de l'antenne le flux de l'énergie diffractée est CMR. Puisqu'en O l'angle $\theta = \frac{\lambda}{L}$ est plus grand que l'angle $\theta_1 = \frac{\lambda}{L_1}$ qui est la pente de $C_1M_1R_1$, le flux d'énergie CMR est dirigé vers l'extérieur du triangle CM_1O_1. Il sort de la zone où il pourrait interférer avec les discontinuités placées en aval. Ces discontinuités pourront donc être considérées comme indépendantes, diffractant donc une faible quantité d'énergie si comme nous le supposerons elles sont petites.

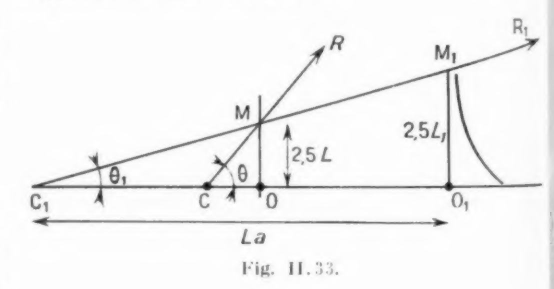


Fig. II.33.

En effet, comme nous l'avons indiqué plus haut lorsque deux discontinuités (1) et (2) ne sont pas indépendantes, la topographie du champ incident sur (2) est proche de la topographie correspondant au champ incident sur (1). Le coefficient de transmission global est dans le cas de deux discontinuités indépendantes $T_{12}\,T_{23}$, T_{12} correspondant au passage de L_1 à L_2, T_{23} au passage de L_2 à L_3. Si les deux discontinuités ne sont pas indépendantes le coefficient de transmission global est proche de T_{13}

correspondant au passage brutal de L_1 à L_3. Si n discontinuités indépendantes se succèdent, l'énergie diffractée par la suite de discontinuités est, en posant

$$\alpha_{n-1} = \alpha_n(1 + \varepsilon),$$

$$D^2 = n\frac{\varepsilon^2}{4} \quad \text{si } n = 10, \qquad D^2 = 2,5\varepsilon^2.$$

Si toutes les discontinuités sont couplées, on a

$$D^2 = \frac{(n\varepsilon)^2}{4} \quad \text{si } n = 10, \qquad D^2 = 25\varepsilon^2.$$

Pour établir une onde captive de dimension L_1 à l'extrémité de l'antenne sans trop de pertes d'énergie par diffraction, il est essentiel d'établir la structure correspondant à cette dimension transversale en passant par une suite de discontinuités petites et indépendantes. Nous venons de voir qu'en utilisant une longueur $L_a = D_1$ cette indépendance des sources peut être respectée.

Si l'on adopte $D_1 = L_a$ on peut donc établir le long de l'antenne une onde captive de dimension croissante qui peut atteindre la dimension L_1 sans avoir diffracté une fraction importante de l'énergie.

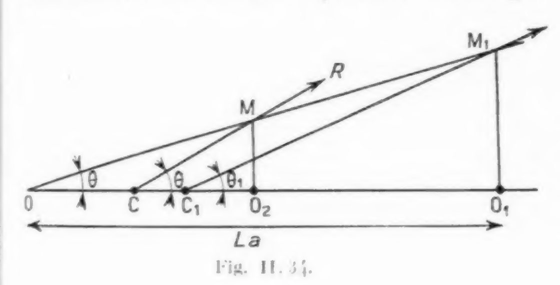


Fig. II. 34.

2° $L_a > D_1$. — En une discontinuité quelconque, l'inclinaison θ du flux d'énergie CMR est telle que

$$\theta_a < \theta_1 < \theta,$$

avec

$$\theta_a = \frac{O_1M_1}{OO_1} = \frac{2,5L_1}{L_a} < \frac{\lambda}{L_1}.$$

La première inégalité résulte du fait que $L_a > D_1$. D'autre part, en une discontinuité quelconque de l'antenne la dimension transversale est inférieure à L_1, d'où la seconde inégalité. Il en résulte qu'en toute discontinuité de l'antenne le flux d'énergie diffractée suit une direction MR extérieure au triangle OM_1O_1 donc favorable à l'indépendance de la diffraction de chaque discontinuité.

3° $L_a < D_1$. — Dans ce cas

$$\theta_1 < \theta_a.$$

On peut donc trouver le long de l'antenne un point O_3 pour lequel $\theta_3 = \frac{\lambda}{L_2}$, L_2 étant la dimension transversale de l'onde en O_3. Dans le plan de O_3 le flux d'énergie diffractée suit la ligne OM_1. Pour les points O_2 compris entre O et O_3 le flux d'énergie diffractée est dirigé vers l'extérieur du triangle OM_1O_1, donc d'après les raisonnements précédents les discontinuités comprises entre O et O_3 peuvent être indépendantes. Au contraire pour le point O_4 le flux d'énergie diffractée est dirigé vers l'intérieur de ce triangle. Les discontinuités entre O_3 et O_1 ne sont donc pas indépendantes et l'énergie se trouve diffractée brutalement en aval de O_3.

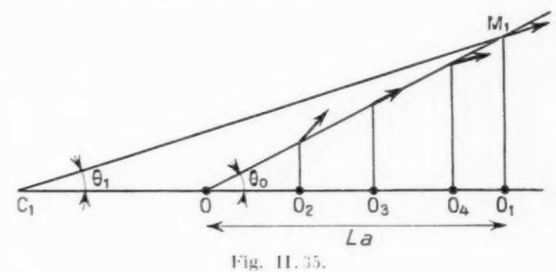


Fig. II. 35.

Nous arrivons donc à la conclusion que pour établir une onde captive de dimension transversale L_1 sans une diffraction considérable d'énergie avant que l'onde ait atteint l'extrémité de l'antenne il est nécessaire que la longueur de l'antenne soit au minimum égale à

$$L_a = 2,5\frac{L_1^2}{\lambda}.$$

Le raisonnement précédent nous conduit à considérer deux cas :

a. $L_a \gg 2,5\frac{L_1^2}{\lambda}$. — La longueur est suffisante pour que les discontinuités soient complètement indépendantes. Il sera possible d'établir une onde captive de dimension L_1, la fraction d'énergie diffractée étant complètement négligeable. En prenant cette très grande longueur d'antenne, l'onde à l'extrémité de l'antenne sera une onde plane dont le plan équiphase est perpendiculaire à l'axe.

b. $L_a \approx 2,5\frac{L_1^2}{\lambda}$. — Cette situation correspond à un cas intermédiaire dans lequel nos raisonnements précédents permettent de tirer une conclusion qualitative. Les discontinuités établies le long de la structure n'étant plus indépendantes, une partie non négligeable de l'énergie est diffractée. Cette

énergie suit approximativement le chemin $C_1M_1R_1$ (*fig.* II.31 *ter*). Ainsi, à l'émission, l'énergie se trouve répartie sur une pupille de sortie de rayon O_1M_1.

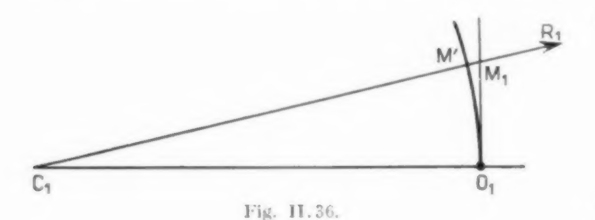


Fig. II.36.

L'énergie qui alimente la structure en C_1 est donc répartie à l'extrémité de l'antenne le long d'un cercle de rayon de l'ordre de $2{,}5\,L_1$. La forme de la surface de phase est sensiblement sphérique. La présence de l'onde de surface au voisinage de L_1 laisse prévoir un méplat de cette surface au voisinage de O_1.

Le cas où $L_a = 2{,}5\,\frac{L_1^2}{\lambda}$ est particulièrement important en pratique. En effet bien souvent le but essentiel de la construction d'une antenne à rayonnement axial, est l'obtention d'un gain donné à l'aide d'une longueur L_a minimale. Nous venons de voir que la longueur L_a est précisément la longueur minimale pour obtenir une pupille de sortie, sensiblement équiphase sur une sphère, et de rayon $2{,}5\,L_1$. C'est donc au voisinage de cette condition qu'ont été construites la plupart des antennes à rayonnement axial qui ont été expérimentées au cours de cette étude.

Les propriétés des antennes de ce type peuvent être prévues à partir des considérations précédentes.

1° *Cas d'une antenne axiale isolée dans l'espace.* — Puisque l'énergie introduite à l'entrée de l'antenne se trouve répartie sur une calotte sphérique $P'_1O_1M'_1$ telle que $O_1M_1 = 2{,}5\,L_1$.

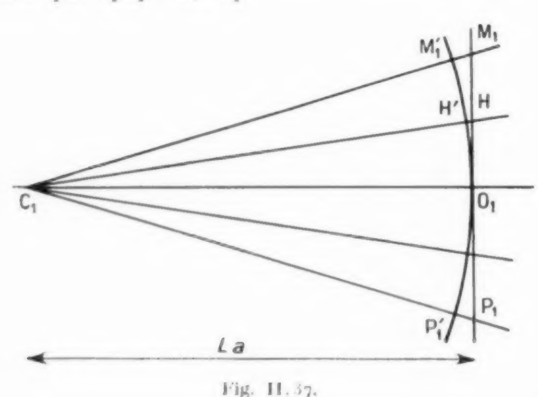


Fig. II.37.

On peut écrire

$$M_1M'_1 = \frac{1}{2}L_a\left(\frac{2{,}5\,L_1}{L_a}\right)^2 \# 1{,}2\,\lambda$$

en H, point tel que

$$O_1H = \frac{O_1M_1}{2},$$

$$HH' = \frac{M_1M'_1}{4} \# \frac{\lambda}{4}.$$

Si l'on calcule le champ dans la direction axiale C_1O_1 la zone de phase stationnaire est limitée au voisinage de H. Le gain est donc

$$G = 4\pi \times \pi\left(\frac{1{,}2\,L_1}{\lambda}\right)^2 \# 10\,\frac{L_a}{\lambda}. \tag{II.31}$$

La largeur à 3 dB du pinceau correspondant à ce gain est

$$\theta_{3\,\mathrm{dB}} = \sqrt{\frac{4\pi}{10}\,\frac{\lambda}{L_a}} \# \sqrt{\frac{\lambda}{L_a}}. \tag{II.32}$$

Les relations (II.31) et (II.32) constituent des prédictions théoriques très proches des valeurs données par l'expérience [équations (II.28)].

2° *Cas d'une antenne axiale disposée sur un plan métallique limité.* — L'énergie est répartie à la sortie de l'antenne sur la calotte sphérique $O_1M'_1$:

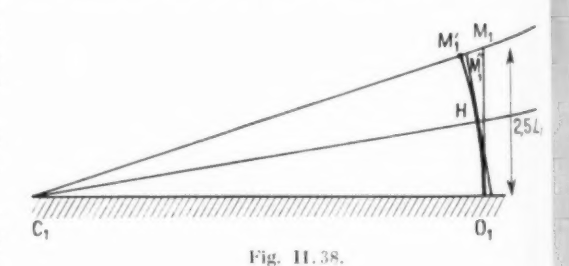


Fig. II.38.

Supposons que la surface équiphase à la sortie de l'antenne soit exactement sphérique et l'énergie répartie uniformément de O_1 à M'_1. Soit H le milieu de l'arc $O_1M'_1$. La tangente en H à l'arc de cercle $O_1M'_1$ perce C_1M_1 en M''_1 et C_1O_1 en O'_1.

On peut écrire

$$M_1M'_1 = \frac{1}{2}L_a\left(2{,}5\,\frac{L_1}{L_a}\right)^2 \# 1{,}2\,\lambda,$$

$$M'_1M''_1 = O_1O'_1 = \frac{M_1M'_1}{4}\;\frac{\lambda}{4}.$$

Si l'on calcule le champ rayonné dans la direction C_1H les contributions du secteur $O_1M'_1$ sont en phase puisque la distance entre le secteur et la

tangente est inférieure à $\frac{\lambda}{4}$. Le gain correspondant à cette direction sera maximum par rapport au gain dans les autres directions. Ce gain maximum est

$$G_{\max} \# 4\pi \times \pi \left(\frac{2,5 L_1}{2\lambda}\right)^2 \# 10 \frac{L_a}{\lambda}.$$

Si l'on calcule le gain dans la direction C_1O_1, la zone de phase stationnaire s'étend de O_1 à H. Le module du champ rayonné à l'infini dans cette direction est donc la moitié de celui du champ rayonné dans la direction maximale de rayonnement. Il en est de même pour la direction C_1M_1. On peut prévoir que le gain dans ces deux directions sera de l'ordre de 6 dB en dessous du champ dans la direction C_1H. En fait la surface de phase s'écarte sensiblement d'une sphère puisqu'elle comporte un méplat en O_1. La figure II.56 montre un relevé expérimental de cette surface de phase. La chute de gain par rapport au gain maximum dans les directions $C_1O''_1$ et $C_1M'_1$ est pratiquement comprise entre 3 et 6 dB.

L'inclinaison de la direction maximale de rayonnement sur le plan est

$$\theta_i \# \frac{1,2 L_1}{L_a} \# 0,8\sqrt{\frac{\lambda}{L_a}}.$$

Cette prédiction théorique est proche de la réalité. En fait l'expérience conduit à des valeurs légèrement plus faibles.

Le plan métallique, dans la plupart des cas pratiques, est limité à une distance finie devant l'antenne. Souvent, dans le cas des avions en particulier, la forme de la surface métallique est courbe et il devient difficile de prédire le rayonnement de l'antenne. Une méthode possible est de relever expérimentalement ou prédire théoriquement le champ produit à l'émission dans le plan terminal de l'antenne. Partant de cette donnée on peut, au moins d'une manière approximative, tracer les lignes du flux d'énergie tangentes en tout point au vecteur de Poynting. La puissance transportée le long d'un tube reste une constante connue. Certains de ces tubes tomberont sur le plan métallique, l'énergie qu'ils transportent sera réfléchie. L'addition des contributions des divers tubes de flux permettra de calculer le champ à l'infini. Ce calcul permettra de donner une idée du phénomène et de guider une étude expérimentale pour réaliser un diagramme donné.

En partant d'une base rigoureuse constituée par l'analyse d'une discontinuité élémentaire isolée, nous avons étudié la synthèse d'une antenne complète constituée par un ensemble de discontinuités. Nous avons vu que les propriétés des discontinuités élémentaires permettaient de prédire que deux discontinuités doivent pour se comporter indépendamment être séparées par une distance minimale. Ceci nous a conduit à montrer que pour

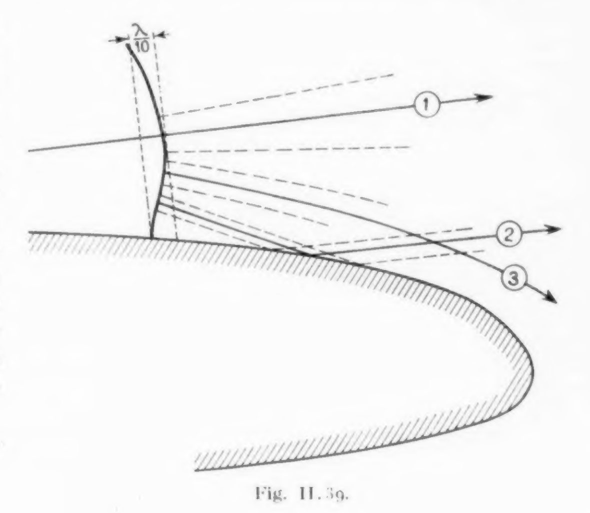


Fig. II.59.

établir une surface d'onde sensiblement plane d'un rayon donné une longueur minimale d'antenne est requise. Les raisonnements que nous avons faits ont l'avantage de partir d'une base sûre et contrôlable expérimentalement. Par contre ils ont dû être poursuivis en faisant des approximations qui permettent de comprendre de manière exacte le phénomène physique mais ne permettent de l'évaluer qu'avec une modeste précision. Il est vrai que le traitement mathématique rigoureux du problème posé est d'une difficulté telle qu'elle n'a pas été encore surmontée.

2.1.11. Application des problèmes d'ondes de surface à la Mécanique ondulatoire.

Le problème d'Électromagnétisme que nous avons traité donne la solution d'une certaine classe de problèmes de Mécanique ondulatoire.

Considérons un flot d'électrons se propageant parallèlement à une couche équipotentielle de potentiel V et d'épaisseur l. Le milieu qui environne la couche est au potentiel 0. Les électrons injectés avec une vitesse v_0 ont une longueur d'onde associée

$$\lambda_0 = \frac{h}{mv_0};$$

h, constante de Planck;
m, masse de l'électron.

Supposons que l'épaisseur de la couche est petite par rapport à la longueur d'onde associée. Les notations utilisées seront analogues à celles utilisées pour l'étude des ondes électromagnétiques de surface (*fig.* II.5). Le milieu extérieur à la couche est le milieu (0). La couche est le milieu (1).

Nous devons rechercher la fonction d'onde ψ qui satisfait à l'équation de Shrödinger :

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2 m}{h^2}(E - V)\psi = 0.$$

E, énergie totale de la particule $E = \frac{1}{2} m v_0^2$;
V, énergie potentielle.

L'énergie potentielle est

$V = 0$ dans le milieu (0);
$V = V_1 e$ dans le milieu (1).

Dans le milieu (0),

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2}\,\frac{1}{2} m v_0^2 = \left(\frac{2\pi m v_0}{h}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^2 = k_0^2.$$

Dans le milieu (1),

$$\frac{8\pi^2 m}{h^2}\left(\frac{1}{2} m v_0^2 + e V_1\right) = k_1^2.$$

$$k_0^2 + \frac{8\pi^2 m e}{h^2} V_1 = k_1^2, \qquad k_1^2 = k^2 + k_0^2,$$

en posant

$$k^2 = \frac{8\pi^2 m e}{h^2} V_1.$$

Dans les milieux (0) et (1) les fonctions d'onde seront ψ_0 et ψ_1. Elles doivent satisfaire aux équations des ondes

$$\text{(II.33)} \qquad \begin{cases} \Delta\psi_0 + k_0^2\psi_0 = 0, \\ \Delta\psi_1 + k_1^2\psi_0 = 0. \end{cases}$$

A la limite des deux milieux, les deux fonctions doivent être continues ainsi que leurs dérivées premières. Effectuons un calcul très proche de celui qui a été fait dans le cas de l'Électromagnétisme,

$$\psi_0 = A_0 e^{-\alpha_{01} x - j\beta z},$$
$$\psi_1 = A_1 e^{-j\beta z} \cos \alpha_1 x.$$

Les équations (II.33) et les conditions de continuité imposent

$$-\beta^2 + \alpha_{01}^2 = -k_0^2,$$
$$+\beta^2 + \alpha_1^2 = +k_1^2,$$
$$\alpha_{01}^2 + \alpha_1^2 = k_1^2 - k_0^2 = k^2,$$
$$A_0 e^{-\alpha_{01} l} = A_1 \cos \alpha_1 l,$$
$$\alpha_{01} = \alpha_1 \operatorname{tg} \alpha_1 l.$$

Prenons $\frac{l}{\lambda}$ comme infiniment petit principal, on a au second ordre près :

$$\text{(II.34)} \qquad \frac{1}{L_{01}} = \alpha_{01} = k^2 l,$$
$$\beta = k_0, \qquad A_0 \# A_1,$$

donc

$$\psi_0 = A_0 e^{-k^2 l x - j\beta z}.$$

Normalisons l'onde en écrivant que la puissance transportée est égale à l'unité. L'énergie contenue dans le milieu (1) étant un infiniment petit du second ordre on peut la négliger. Dans le milieu (0),

$$P_{\text{moy}} = \frac{-h}{4\pi i m}\int_S \psi^*(\nabla\psi)\,ds = 1.$$

ψ^* étant la quantité imaginaire conjuguée de ψ, S étant un plan XOY quelconque, d'une largeur y_0 suivant OY.

On obtient

$$\frac{A_0^2 h \beta y_0}{4\pi m}\int_0^{\infty} e^{-2\alpha_{01} x}\,dx = 1,$$

$$\frac{A_0^2 h \beta y_0}{8\pi\lambda\alpha_{01} m} = \frac{A_0^2 y_0 v_0}{4\alpha_{01}} = 1,$$

d'où

$$A_0 = 2\sqrt{\frac{\alpha_{01}}{y_0 v_0}}.$$

A la jonction de deux couches (*fig.* II.13) le coefficient de transmission de l'onde normalisée incidente de (1) vers (2) est donné par la relation (II.10).

On peut écrire en supprimant l'indice dans α_{01} et α_{02} :

$$\psi_1 = 2\sqrt{\frac{\alpha_1 l}{v_0 y_0}}\, e^{-\alpha_1 x}, \qquad \nabla\psi_1\,d\bar{s} \neq -j k_0 \psi_1 y_0\,dx,$$

$$\psi_2 = 2\sqrt{\frac{\alpha_2 l}{v_0 y_0}}\, e^{-\alpha_2 x}, \qquad \nabla\psi_2\,d\bar{s} \neq -j k_0 \psi_2 y_0\,dx,$$

$$\int_S \psi_1 \nabla\psi_2\,d\bar{s} = -j k_0 \int_0^{\infty} \psi_1\psi_2 y_0\,dx$$

$$= -j\,\frac{4 k_0 \sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{v_0}\int_0^{\infty} e^{-(\alpha_1+\alpha_2)x}\,dx.$$

Comme

$$T = \frac{1}{4}\int \frac{ih}{2\pi m}(\psi_1\nabla\psi_2 - \psi_2\nabla\psi_1)\,ds$$

et

$$\frac{k_0}{v_0} = \frac{2\pi m}{h},$$

on trouve

$$T = \frac{2\sqrt{\alpha_1\alpha_2}}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

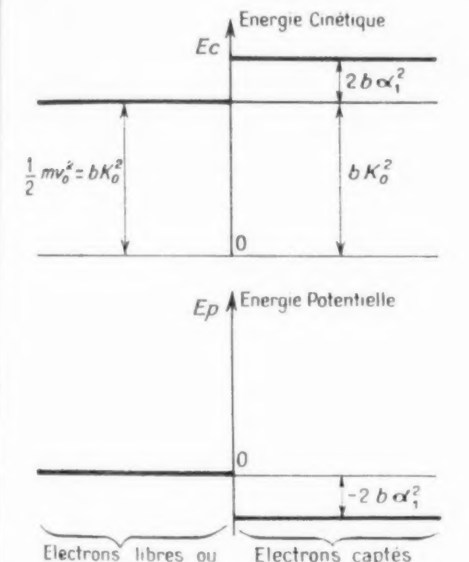
Ainsi comme pour les ondes de surface électromagnétiques une couche équipotentielle à un potentiel V et d'épaisseur l est caractérisée par un paramètre α donné par l'équation (II.34) en fonction de V et l qui suffit pour déterminer son comportement.

Si l'on pose

$$b = \frac{h^2}{8\pi^2 m},$$

l'énergie cinétique d'un électron libre est

$$E_c = b\,K_0^2.$$



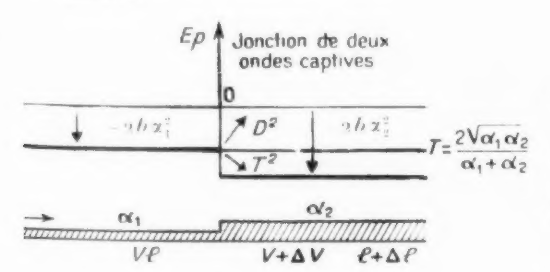


Fig. II. 40.

Puisque son énergie potentielle est nulle, l'énergie E_t totale est $E_t = E_c$. Lorsque l'électron a été capté et se propage le long de la plaque, son énergie cinétique moyenne obtenue en additionnant les carrés des composantes suivant OX et OZ est

$$E_{c1} = b[\beta^2 + \alpha_{01}^2] = b[K_0^2 + 2\alpha_{01}^2].$$

Donc

$$E_{c1} = E_c + 2b\alpha_{01}^2.$$

L'énergie cinétique moyenne de l'électron est donc augmentée, ce qui est normal puisque au cours de sa captation l'électron est attiré par la couche.

Puisque l'énergie totale E_t est constante et égale à la somme de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie potentielle E_p :

$$E_p = E_t - 2b\alpha_{01}^2 = b[K_0^2 - 2\alpha_{01}^2].$$

Ainsi la captation d'un électron correspond au passage de son énergie potentielle d'un niveau 0 à un niveau inférieur d'une quantité bien déterminée $-2b\alpha_{01}^2$. Lorsqu'un flot d'électrons ainsi guidé tombe brusquement d'une couche de paramètre α_1 à une couche de paramètre α_2, une fraction T^2 est transmise, c'est-à-dire passe d'un niveau moyen d'énergie potentielle $-2b\alpha_1^2$ à un niveau $-2b\alpha_2^2$, une fraction D^2 est diffractée, c'est-à-dire passe à une énergie potentielle nulle donc à l'énergie cinétique d'origine $bK_0^2 = \frac{1}{2}mv_0^2$. La répartition dans l'espace de ces électrons est donnée par le diagramme de diffraction.

Bien entendu on peut traiter de la même manière des problèmes de propagation axiale comme nous l'avons fait pour l'Électromagnétisme. L'équivalent de l'énergie réactive moyenne est l'énergie potentielle moyenne. A l'énergie active correspond l'énergie cinétique.

La situation qui vient d'être décrite est représentée sur la figure II. 40.

2.2. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE.

La partie expérimentale de nos travaux a été entreprise dans un double but :

D'une part, confirmer les prévisions établies dans l'analyse, en mesurant les caractéristiques de propagation d'une onde guidée et le rayonnement de discontinuités.

D'autre part, réaliser des antennes en application des principes théoriques et comparer leurs performances avec celles prévues dans l'étude théorique.

2.2.1. Mesure des caractéristiques de propagation d'une onde guidée.

Ces caractéristiques sont la décroissance exponentielle du champ $\alpha = \frac{1}{L}$ et la longueur d'onde λ_g de l'onde guidée.

Dans le cas d'une onde infiniment large dans la direction Y ces valeurs ont été déterminées dans l'analyse et données par les équations suivantes établies plus haut.

$$(II.35) \qquad L = \frac{\lambda_0^2}{4\pi^2 l}\,\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1-\varepsilon_0},$$

$$\beta^2 = \frac{4\pi^2}{\lambda_g^2} = \beta_0^2+\alpha^2 = \beta_0^2\left(1+\frac{\alpha^2}{\beta_0^2}\right),$$

$$\beta-\beta_0 \simeq \frac{\alpha^2}{2\beta_0};$$

d'où

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \simeq 1-\frac{2l^2}{\lambda_0^2}\left(\frac{\varepsilon_1-\varepsilon_0}{\varepsilon_1}\right)^2.$$

Les mesures effectuées sur une onde guidée par une lame de diélectrique d'épaisseur constante confirment d'une manière satisfaisante les prévisions théoriques. Les deux valeurs à comparer apparaissent sur les courbes des figures II.41 et II.42.

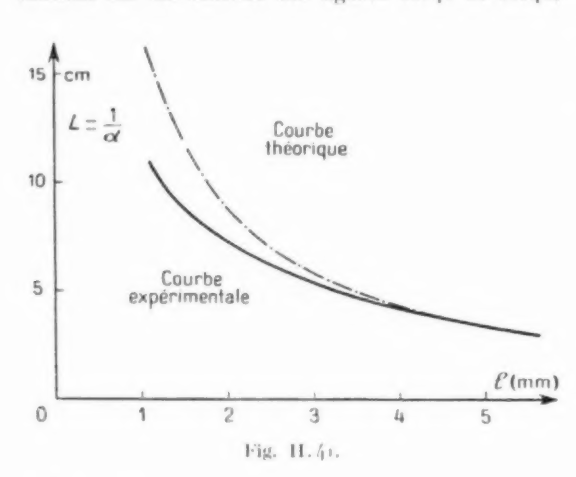


Fig. II.41.

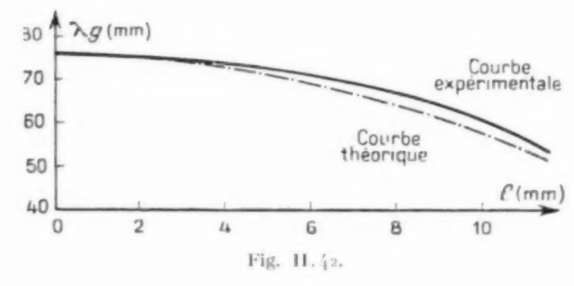
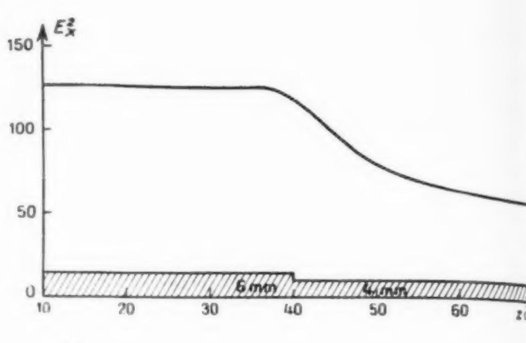


Fig. II.42.

2.2.1.1. Mesures des caractéristiques de rayonnement d'une discontinuité. — L'analyse précédente prévoit que s'il existe une discontinuité, la valeur du champ n'est pas modifiée en amont de la discontinuité.

Les mesures du champ à la surface du diélec-



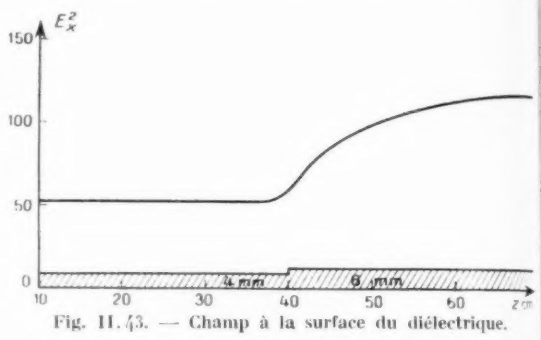


Fig. II.43. — Champ à la surface du diélectrique.

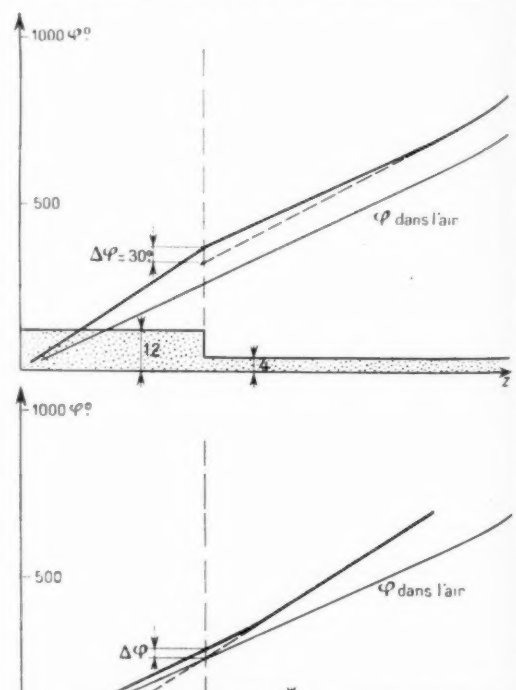


Fig. II.44.

trique reportées sur la figure II.43 confirment ce point et montrent de plus que l'onde transmise ne reprend une valeur stable qu'après un parcours d'environ 3λ. En amont de la discontinuité la perturbation est négligeable.

L'onde rayonnée et l'onde transmise existent simultanément dans cet espace de 3λ, et il est possible de prévoir que dans cette zone, la vitesse de phase sera légèrement différente de sa valeur en amont et en aval de la discontinuité.

La phase de l'onde transmise peut être déduite de l'examen de la figure II.44. Pour ces discontinuités très importantes, le retard de phase introduit est inférieur à 30°. Pour des discontinuités petites cet angle est très faible, comme l'analyse théorique le prévoit.

2.2.1.2. Mesure du coefficient de transmission. — Le coefficient de transmission a été fixé par l'équation (II.10) pour une largeur infinie dans la direction y et par l'équation (II.17) pour une onde guidée le long d'un axe. Si l'onde est guidée par une lame de diélectrique de largeur inférieur à λ, l'onde est pratiquement guidée le long d'une droite et l'on doit utiliser l'équation (II.17).

La mesure du coefficient de transmission présente les difficultés suivantes :

1° La puissance rayonnée est faible si l'on n'a pas de discontinuités très importantes.

2° Il est difficile de distinguer le champ rayonné du champ transmis, à moins de se placer à une grande distance de la discontinuité.

3° Il est nécessaire de supprimer l'énergie diffractée par l'excitation.

4° Il faut tenir compte des pertes diélectriques.

Dans le but de réduire les erreurs de mesure nous avons utilisé le montage représenté sur la figure II.45.

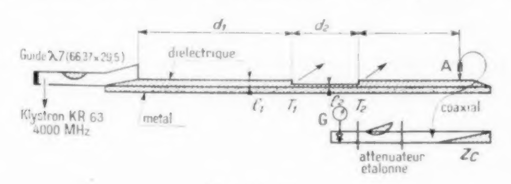


Fig. II.45.

En A, est disposé à la surface du diélectrique un dipôle qui ne sera pas déplacé.

La distance d_1 est suffisante pour que le dipôle ne recueille pas d'énergie provenant de l'excitation. La distance d_2 est suffisante pour que l'interaction entre les deux discontinuités soit négligeable. D'après les résultats donnés par la figure II.43, cette distance doit être supérieure à 3λ. La valeur prise de 5λ est suffisante.

Une première mesure avec une épaisseur constante l_1 donne une valeur I_1 de l'énergie en A.

Une deuxième mesure avec l'épaisseur l_2 sur la longueur d_2 donne une valeur I_2 de l'énergie en A. On mesure le rapport $\frac{I_2}{I_1}$ à l'aide d'un atténuateur étalonné.

Si T_{12} et T_{21} sont les coefficients de transmission de chaque discontinuité, nous aurons

$$\frac{I_2}{I_1} = (T_{12}T_{21})^2 = T^4.$$

Ces mesures ont été effectuées pour différentes valeurs de $\frac{I_2}{I_1}$. La valeur de $T^2 = T_{12}.\ T_{21}$ est donnée par la courbe de la figure II.46. Si nous posons $T_{12} = T_{21}$, conformément au théorème de réciprocité, cette courbe suit avec une bonne précision la courbe théorique.

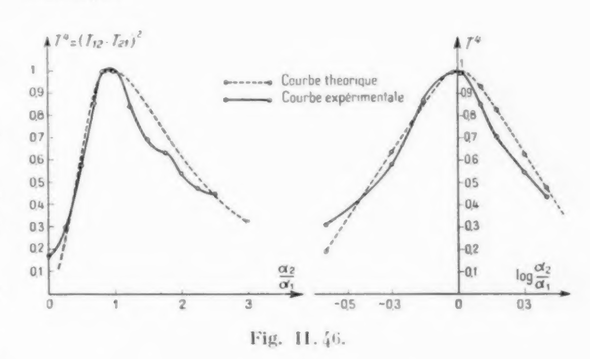


Fig. II.46.

De petits écarts apparaissent pour $\frac{\alpha_2}{\alpha_1} > 1$. L'épaisseur du diélectrique sur la longueur d_2 est dans ce cas très importante, et les pertes diélectriques expliquent que la valeur de T mesurée soit inférieure à la valeur théorique.

2.2.1.3. Diagramme de rayonnement de discontinuités sur une tige de diélectrique. — Les difficultés énoncées lors de la mesure du coefficient de transmission se présentent encore pour cette mesure, la difficulté majeure étant de discriminer l'énergie rayonnée de l'énergie transmise. On est conduit à s'éloigner de la discontinuité, mais le faible niveau de la puissance rayonnée limite cette distance. Les mesures sont d'autant plus difficiles

que l'épaisseur du diélectrique est faible, cas où s'applique le mieux l'analyse théorique.

Elles sont plus faciles pour de grandes épaisseurs, mais on s'écarte alors des conditions posées dans l'analyse.

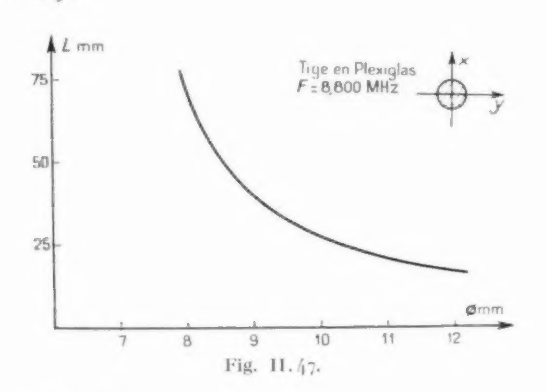


Fig. II.47.

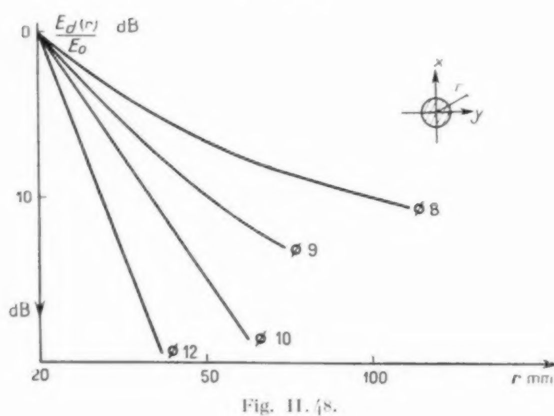


Fig. II.48.

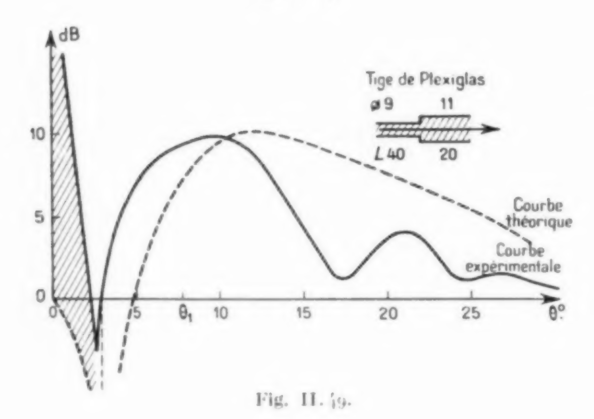


Fig. II.49.

Des difficultés supplémentaires se présentent pour un diélectrique plaqué sur un plan métallique. Ce plan ne peut être illimité, et des diffractions se produisent sur les bords. Pour éliminer ces difficultés, nous avons utilisé des tiges de plexiglass maintenues en espace libre par des haubans de nylon.

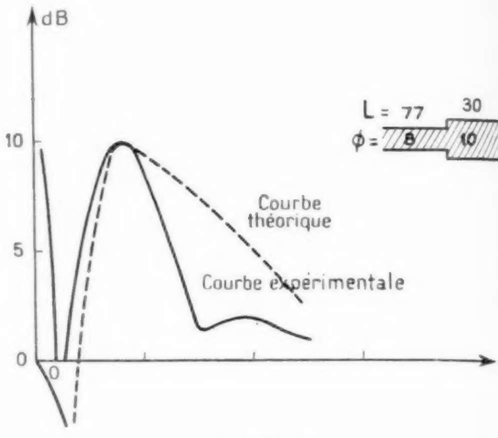


Fig. II.50.

Comme prévu dans l'analyse théorique, la décroissance exponentielle du champ dans une direction perpendiculaire à la tige, est la même quelle que soit cette direction. Les courbes de la figure II.48 représentent cette décroissance exponentielle pour différents diamètres de tiges. La figure II.47 donne les valeurs mesurées de L pour ces diamètres. L'équa-

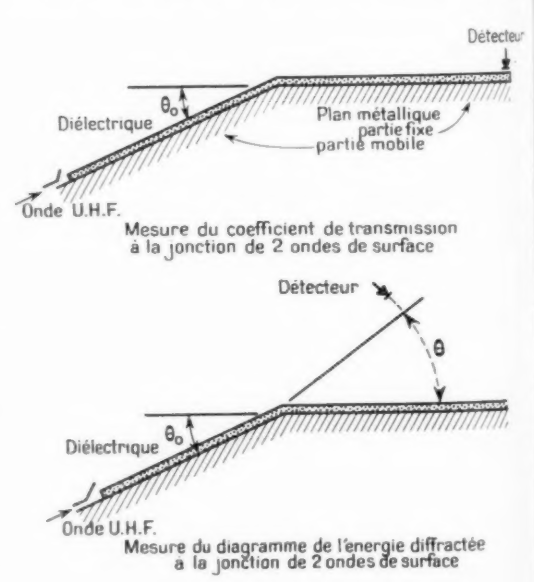


Fig. II.51.

tion (II.19) permet de prévoir le diagramme de rayonnement à la jonction de deux tiges de diamètres différents, les figures II.49 et II.50 permettent de comparer les diagrammes théoriques et ceux effectivement relevés.

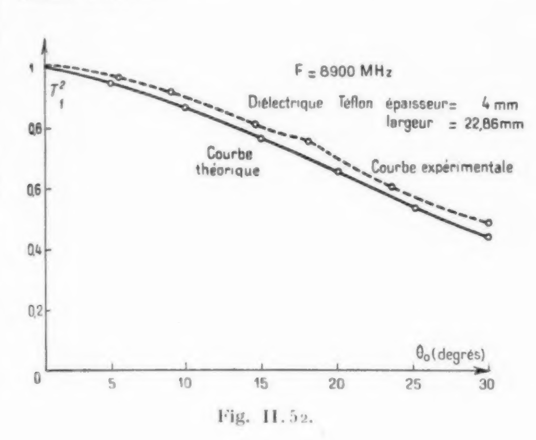


Fig. II.52.

Les courbes de la figure II.49 concernent des tiges de diamètre 9 et 11 mm, pour lesquelles les valeurs de L sont 40 et 20 mm. L'analyse théorique est applicable quand la valeur de L est au minimum de l'ordre de λ, ce qui nous interdit d'utiliser des tiges de diélectrique de diamètre supérieur à 11 mm.

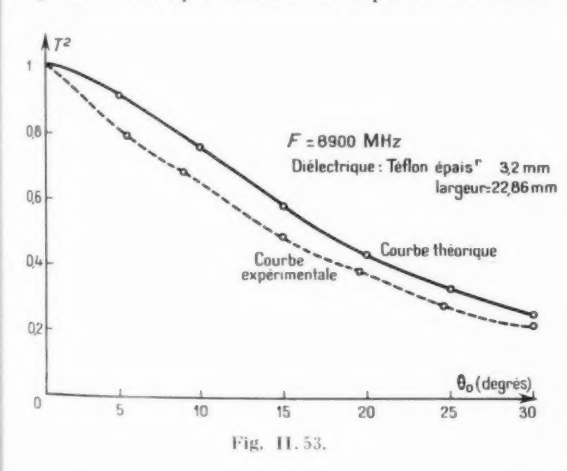


Fig. II.53.

Si nous diminuons le diamètre du diélectrique, les difficultés de mesure augmentent en raison de la grande dimension transversale de l'onde guidée. Les courbes expérimentales suivent d'assez près les courbes théoriques. La forme générale du diagramme est la même, l'angle de rayonnement maximum et la largeur à demi-puissance sont identiques. Les ondulations du diagramme expérimental sont certainement dues à des interférences entre l'onde rayonnée par la discontinuité et l'onde rayonnée par l'excitation.

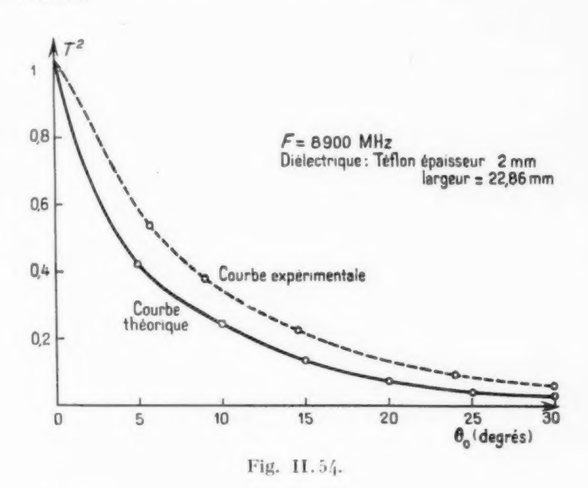


Fig. II.54.

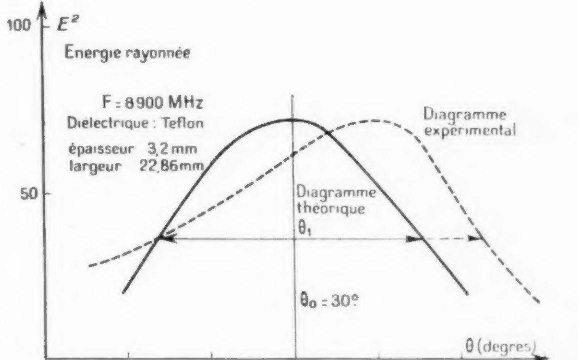


Fig. II.55.

L'analyse des propriétés de la jonction de deux ondes de surface faisant entre elles un angle θ_0 a été effectuée. Elle a conduit aux relations (II.22) et (II.24) qui donnent le coefficient de transmission et le diagramme de l'énergie diffractée en fonction de l'angle θ_0. Les confrontations de ces prévisions théoriques et des résultats expérimentaux sont faites sur les figures II.52 à 55. L'accord entre la théorie et l'expérience est bon.

2.2.2. Description d'antennes à grand gain.

Les principes ont été détaillés dans l'analyse théorique. L'étude a porté spécialement sur la

réalisation d'antennes constituées d'une lame de diélectrique d'épaisseur variable plaquée sur un plan métallique; dans ce cas l'énergie est guidée le long de cette lame diélectrique. Un tel type d'antennes peut, par exemple, être disposé sur la cellule d'un avion sans diminuer appréciablement les qualités aérodynamiques.

D'après l'analyse théorique, nous pouvons chiffrer approximativement la variation de l'épaisseur pour une longueur donnée. A cette longueur L_t correspond une dimension transversale maximale de l'onde guidée à l'extrémité de l'antenne

$$\frac{L_a}{\lambda} = 10\left(\frac{L}{\lambda}\right)^2. \qquad \text{(II.36)}$$

La largeur de la lame est de l'ordre de λ et dans toutes nos expériences, nous l'avons prise légèrement inférieure à λ. A un diélectrique donné, correspond une valeur de L donnée. Nous avons utilisé la « silirite » dont la constante diélectrique est $\varepsilon = 5$ à 4 000 MHz. Ses pertes sont faibles à cette fréquence. Les propriétés mécaniques du matériau lui permettent de résister à d'importants efforts. Les valeurs de L reportées sur la figure II.33 sont conformes aux valeurs théoriques prévues pour une lame infiniment large. L'équation (II.35) peut donc servir de relation entre L et l'épaisseur d'un diélectrique de constante donnée. A cette valeur de L correspond l'épaisseur qui doit exister à l'extrémité de l'antenne. De l'excitateur à l'extrémité, L doit croître d'une valeur petite jusqu'au maximum donné par l'équation (II.36); cet accroissement est linéaire, et l'on en déduit la variation de l'épaisseur du diélectrique. L'épaisseur près de l'excitation est fonction du genre d'excitation qui a une influence non négligeable sur le rayonnement de l'antenne.

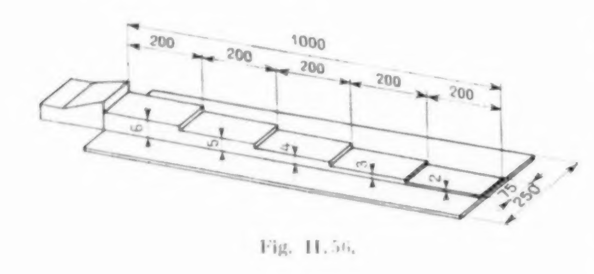


Fig. II.56.

En fait, cette décroissance a été réalisée d'une façon discontinue. Nous avons vu qu'un petit nombre de discontinuités est suffisant pour produire l'épanouissement de l'onde guidée, avec une perte négligeable par rayonnement, le long de l'antenne. Des antennes ont été réalisées suivant les données de l'analyse théorique.

L'antenne représentée sur la figure II.56 fonctionne à 4 000 MHz. La figure II.57 donne les diagrammes de cette antenne. La longueur totale est de 1 m, l'épaisseur de silirite décroissant de 6 à 2 mm. Le gain est de 20,2 dB ([3]).

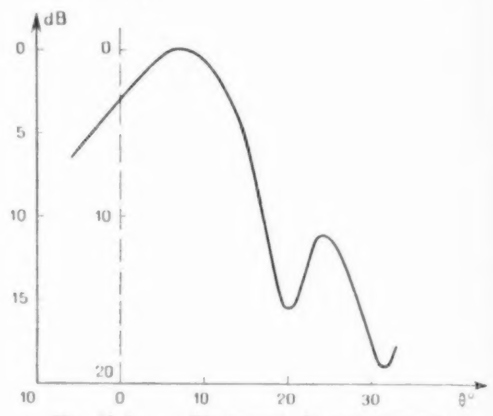


Fig. II.57. — Diagramme de rayonnement.

Le lobe principal est incliné de 8° sur le plan métallique. Nous avons vu que l'influence de la limitation du plan métallique laissait prévoir que cet angle devait être la moitié de la largeur à demi-puissance. Cette prévision est très bien vérifiée pour cette antenne.

Nous avons dit que, si le plan métallique est prolongé indéfiniment devant l'antenne, le gain doit augmenter. Ceci a été vérifié expérimentalement. Il a été aussi prévu que l'inclinaison du lobe principal serait diminuée si l'on prolongeait le plan métallique. Ceci aussi a été confirmé par l'expérience.

Le taux d'ondes stationnaires de cette antenne est inférieur à 1,15. Pour vérifier la topographie du champ prévu dans l'analyse, on a relevé les courbes de champ :

1° A la surface du diélectrique, en fonction de Z (*fig.* II.58). Ce champ décroît à mesure qu'augmente la dimension transversale de l'onde.

2° En fonction de Y, pour différentes valeurs de x (*fig.* II.59), il apparaît que l'épanouissement de l'onde se produit simultanément suivant les deux directions x et y.

3° En fonction de x (*fig.* II.60), la décroissance exponentielle du champ est vérifiée.

([3]) J. Wait, N. B. S., a effectué une analyse qui permet de prédire la forme de ces diagrammes d'une manière excellente.

Une mesure de phase a été effectuée à l'extrémité de l'antenne en fonction de x, d'où l'on peut déduire la direction de rayonnement maximal (*fig.* II.61).

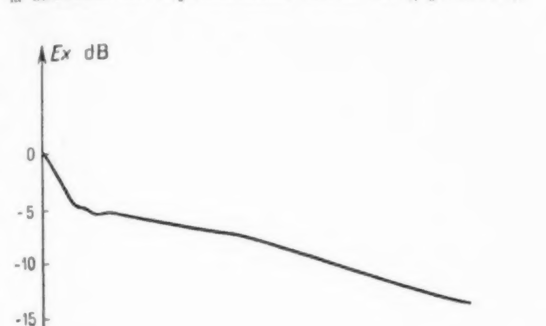


Fig. II.58.

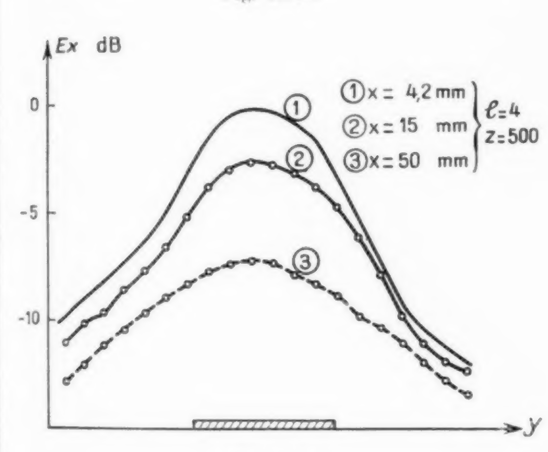


Fig. II.59.

Une autre antenne a été réalisée à la même fréquence, avec une longueur de 2 m (*fig.* II.62). Nous avons vu dans l'analyse que pour une longueur double, le gain doit *augmenter de* 3 dB et la largeur à demi-puissance, ainsi que l'angle de rayonnement doivent être divisés par $\sqrt{2}$. Les mesures montrent une augmentation de gain de 2,2 dB seulement, la différence provenant probablement des pertes diélectriques. La largeur du lobe principal à demi-puissance passe de 14 à 10°, et l'angle de rayonnement de 8 à 6°, ce qui est en plein accord avec la théorie. Avec l'excitation décrite sur la figure II.63, le niveau de la feuille latérale a été réduit à 16 dB, sans diminution du gain. Le diagramme est représenté sur la figure II.64.

Sur cette antenne on a recherché particulièrement la largeur de diélectrique donnant le gain le plus élevé, la courbe de la figure II.65 montre qu'une largeur de 66 mm, c'est-à-dire, légèrement inférieure à 7, donne les meilleurs résultats.

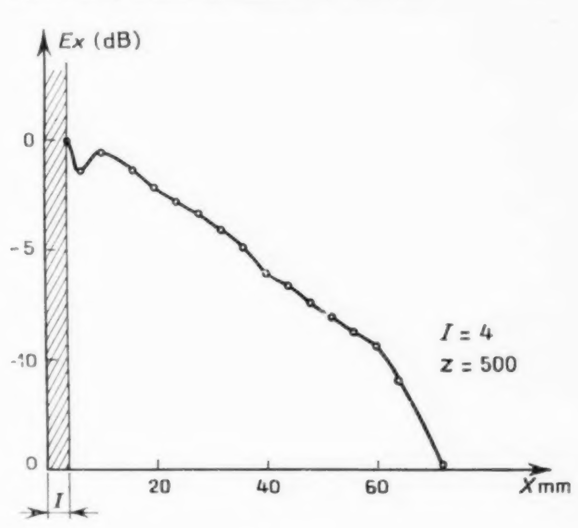


Fig. II.60.

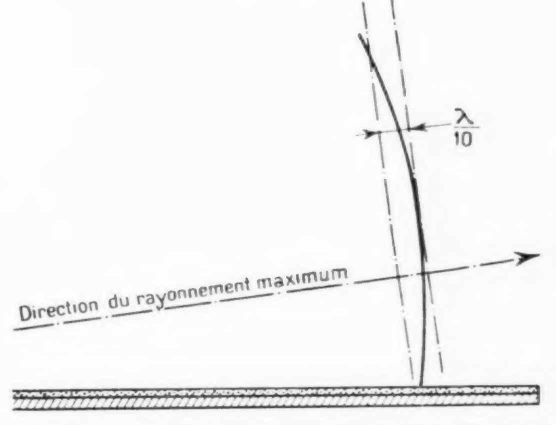


Fig. II.61. — Surface de phase à l'extrémité de l'antenne.

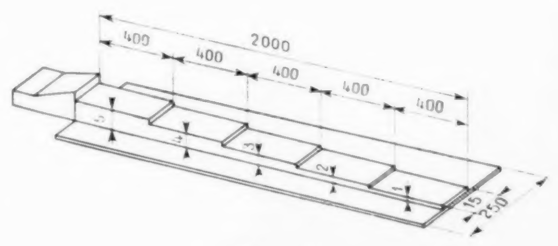


Fig. II.62.

Il est aussi possible de produire un épanouissement de l'onde guidée en maintenant une épaisseur constante et en faisant varier la largeur. Une telle antenne est décrite sur la figure II.66. Pour 1 m de long, et à 4 000 MHz, le gain obtenu est de 19,5 dB, valeur légèrement inférieure à celle d'une antenne à épaisseur variable de même longueur.

Nous avons réalisé des antennes semblables à 8 800 MHz, dont les figures II.67 et II.68 donnent la description et les diagrammes. Le diélectrique utilisé est le téflon, les pertes diélectriques de la silirite à cette fréquence devenant prohibitives.

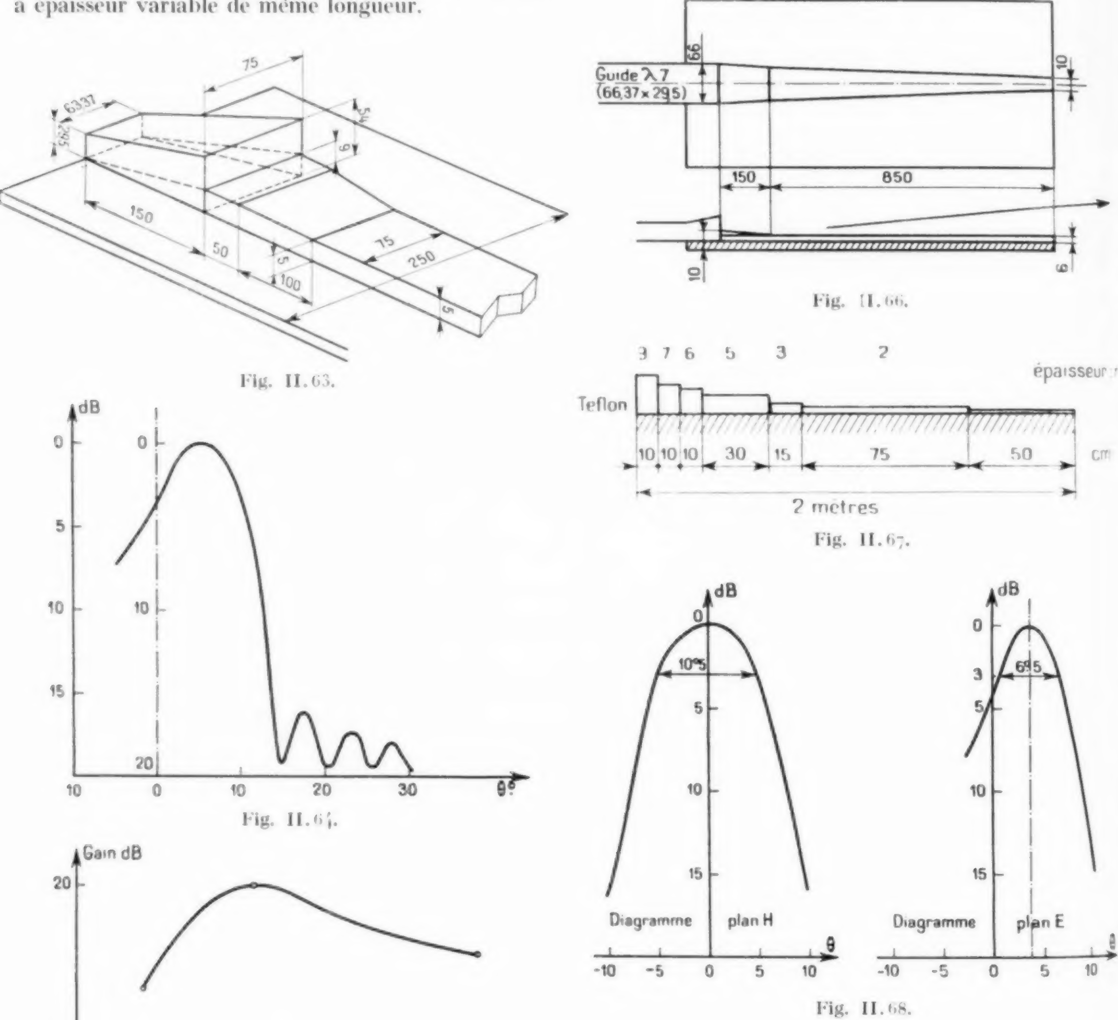


Fig. II.63.

Fig. II.64.

Fig. II.65.

Fig. II.66.

Fig. II.67.

Fig. II.68.

Sur cette antenne, on a relevé les points dont le niveau de puissance est inférieur de 8,6 dB au niveau à la surface du diélectrique, et qui par définition, se trouvent à la distance *L*. Pour le plan *XOZ* (*fig.* II.69) et (*fig.* II.70) pour le plan *YOZ*, on peut voir que la dimension transversale de l'onde croît avec *Z*, de la même façon linéaire dans les deux plans. Cet épanouissement est approximativement

de révolution autour de l'axe OZ, comme prévu dans l'analyse. La longueur de l'antenne nécessaire pour obtenir cet épanouissement de l'onde est en montre un tel arrangement. Le gain a augmenté de 0,5 dB.

La nature du plan métallique a une influence

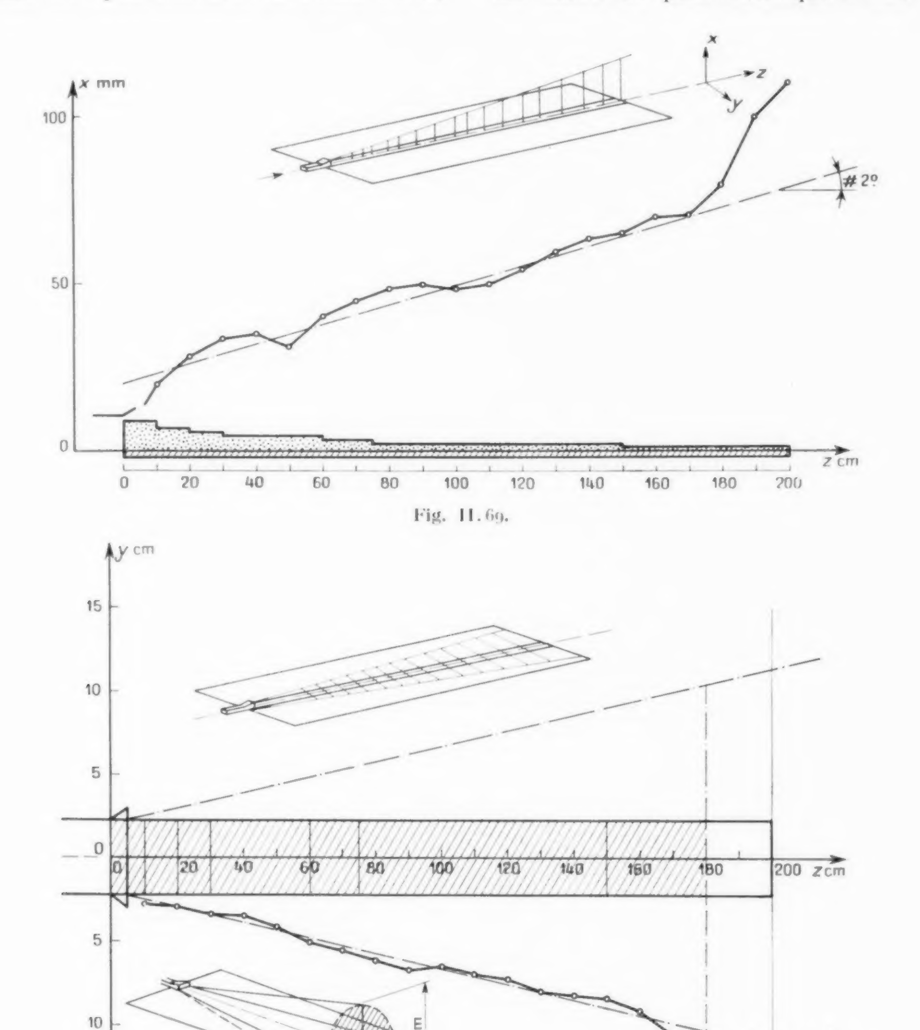


Fig. II.69.

Fig. II.70.

bon accord avec l'analyse. Le gain (24,5 dB) est inférieur à la valeur théorique, en raison des pertes diélectriques non négligeables.

On peut augmenter légèrement le gain d'une antenne à épaisseur variable, en augmentant la largeur du diélectrique vers l'extrémité. La figure II.71 faible mais non négligeable. Tous les essais ont été faits avec du duralinox AG 3. L'utilisation d'un plan en cuivre donne un gain supplémentaire de 0,3 dB.

2.2.2.1. Mise en parallèle d'antennes. — Pour obtenir un gain très élevé avec les antennes que

nous venons de décrire, deux solutions se présentent :

1° Utiliser une seule antenne de longueur suffisante.

Cette méthode est à rejeter si l'on ne dispose pas de cette longueur. Par exemple, si l'on demande un gain de 26 dB à 1 000 MHz une extrapolation des résultats obtenus à 4 000 MHz conduit à une longueur de 16 m, difficile à trouver sur le fuselage d'un avion où elle doit être fixée.

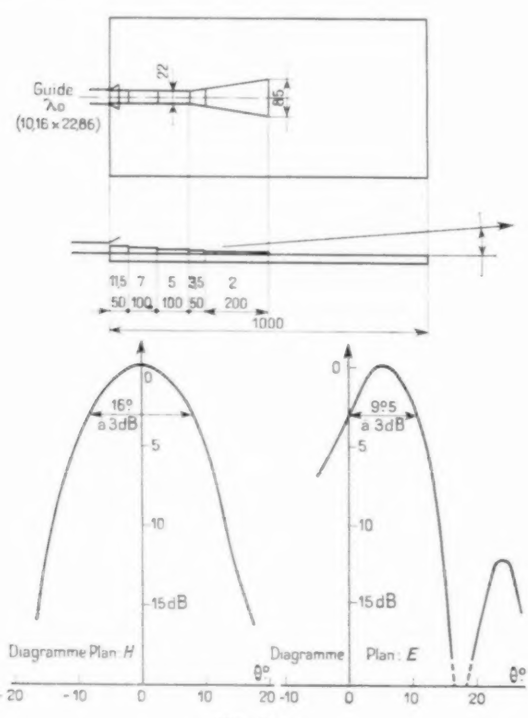


Fig. II.71.

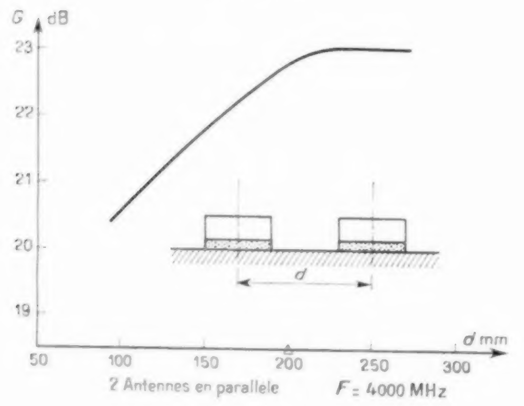


Fig. II.72.

2° Utiliser plusieurs antennes couplées en parallèle. Prenons deux antennes excitées en phase, avec les lames diélectriques parallèles à l'axe OZ. Si la distance entre les deux lames est supérieure à la

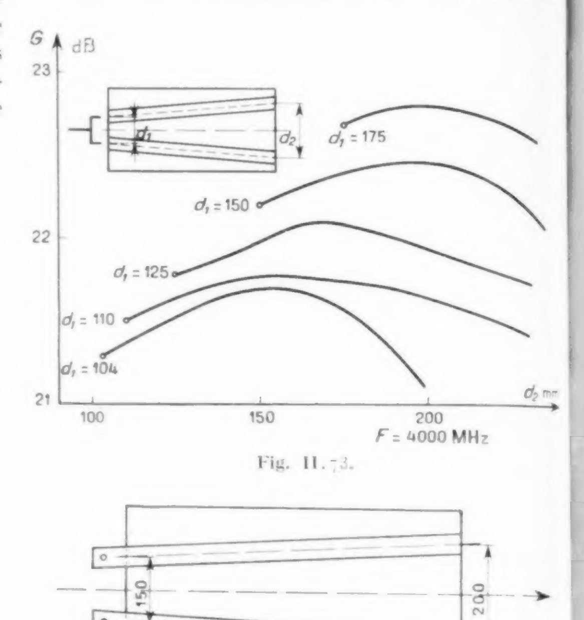


Fig. II.73.

Fig. II.74.

dimension transversale de l'onde guidée, il n'y aura pas d'interaction entre les deux éléments et la directivité sera doublée.

Les courbes des figures II.72 et II.73 montrent l'influence de l'écartement de deux antennes en parallèle. La figure II.74 représente les dimensions optimales.

En prenant quatre antennes de 1 m de long couplées en parallèle, il est possible d'obtenir un gain de 26 dB. La largeur de l'ensemble est d'environ 50 cm. A 1 000 MHz, fréquence souvent utilisée pour la propagation troposphérique, il faudrait une antenne de 4 m de long sur 2 m de largeur totale.

2.2.2.2. Influence du plan de polarisation. — Dans toutes les expériences que nous venons de décrire, le plan de polarisation de l'onde guidée était perpendiculaire au plan métallique. Or, nous avons vu dans l'analyse théorique que la lame

diélectrique constituait un axe de guidage de l'onde. Pour une onde polarisée perpendiculairement au plan métallique, la lame diélectrique, en vertu du théorème des images, aurait la même action sur l'onde guidée qu'une lame double dans l'espace libre. Différentes formes produisent le même effet si la section est approximativement la même.

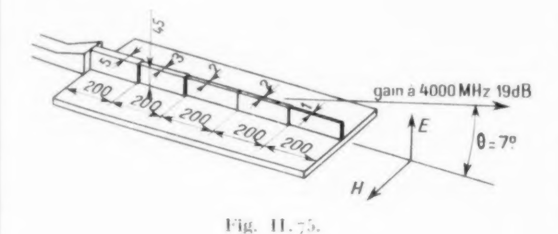


Fig. II.75.

Par exemple, il est possible de réaliser des antennes avec la lame de diélectrique parallèle au plan métallique, comme celles que nous avons décrit, mais il est aussi possible de disposer la lame diélectrique perpendiculaire au plan métallique. Les caractéristiques et performances d'une antenne réalisée de cette façon sont reportées sur les figures II.75 et II.76.

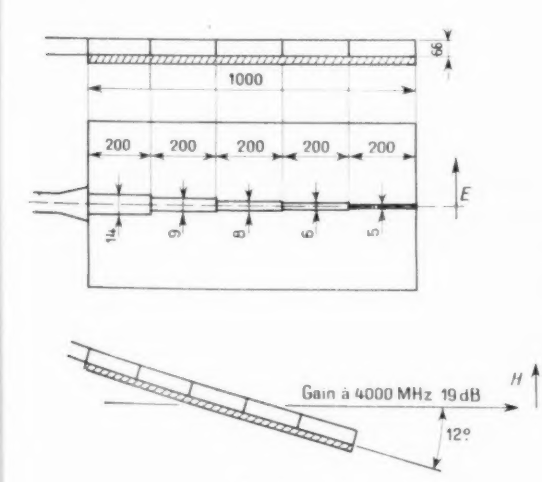


Fig. II.76.

Il peut être utile d'avoir une polarisation parallèle au plan métallique. Dans ce cas, le champ est nul à la surface du métal et l'on peut prévoir qu'une lame diélectrique plaquée sera sans effet sur l'onde, fait vérifié expérimentalement.

Avec une lame perpendiculaire au plan métallique, il est possible d'exciter une onde guidée qui peut être épanouie et rayonner d'une manière directive. Ceci a été fait et est décrit sur la figure II.75. Il a été possible, à 4 000 MHz, d'obtenir un gain de 19 dB pour 1 m de long, gain inférieur de 1,2 dB seulement à celui obtenu avec polarisation perpendiculaire et lame parallèle au plan métallique. Le gain de cette antenne, pour une polarisation perpendiculaire est 19 dB. Elle conserve donc une bonne directivité pour les deux polarisations.

2.2.2.3. Utilisation d'un diélectrique artificiel. — L'étude expérimentale précédente, effectuée sur des lames ou tiges en diélectrique naturel (plexiglass, silirite, téflon) a été poursuivie en l'étendant au cas d'un diélectrique artificiel.

On sait qu'une surface métallique striée (corrugated surface) constituée d'éléments métalliques régulièrement espacés et de hauteur identique (*fig.* II.77) est capable de guider une onde avec une vitesse de phase inférieure à celle qu'elle aurait dans le vide.

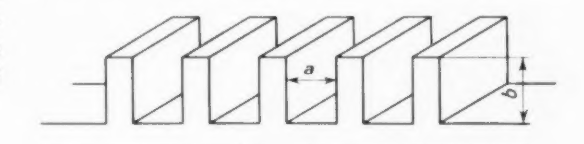


Fig. II.77.

L'espacement et la profondeur sont petits par rapport à λ. La théorie de ce type de milieu s'inspire des idées de M. Brilloin sur la propagation des ondes dans les milieux à structure périodique. On trouvera dans la thèse de G. Weill [4] et dans un travail de W. Walkinshaw des données précises sur le calcul de ces propriétés.

L'intérêt technique de ces diélectriques artificiels est considérable car leur structure est souvent plus aisée à réaliser que celle des diélectriques naturels.

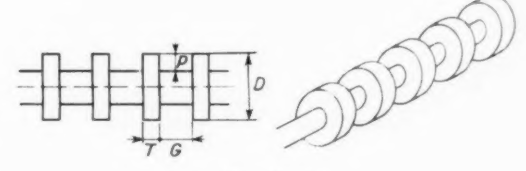


Fig. II.78.

Si l'on réduit à une dimension une telle structure nous obtenons une tige cannelée analogue à une ligne

de Goubau. Pour faciliter la réalisation, nous avons utilisé des tiges de laiton de diamètre constant, dans lesquelles étaient taillées des cannelures de profondeur variable. Les notations qu'on utilisera sont reportées sur la figure II.78.

La longueur d'onde à laquelle les mesures ont été effectuées est $\lambda = 3,42$ cm.

Les dimensions de la tige cannelée sont :

$D = 10$ mm.
$G = 3$ mm.
$T = 1$ mm.
P variable.

Cette ligne est excitée par un cornet conique. Les dimensions de ce cornet n'ont aucune influence sur les mesures dès que celles-ci sont effectuées sur une ligne suffisamment longue. La ligne était maintenue en espace libre par des haubans de nylon. La disposition de l'expérience est indiquée sur la figure II.79.

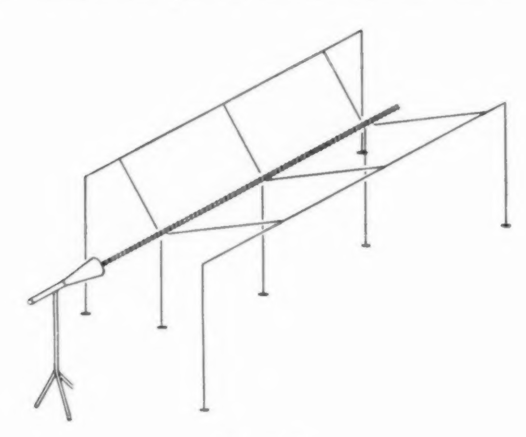


Fig. II.79.

2.2.2.4. Mesure des caractéristiques de propagation de l'onde captive. — De même que pour le diélectrique naturel, ces caractéristiques sont $\alpha = \frac{1}{L}$ et λ_g.

Le paramètre qui détermine ces valeurs est ici la profondeur P des cannelures. Les mesures faites pour différentes valeurs de P sont portées sur la courbe de la figure II.80, montrant la décroissance exponentielle du champ, en partant de l'axe de la ligne.

A cette occasion une vérification a été faite : la répartition du champ est bien de révolution avec la ligne cannelée pour axe.

La courbe II.81 donne les valeurs de λ_g relevées à proximité de la ligne.

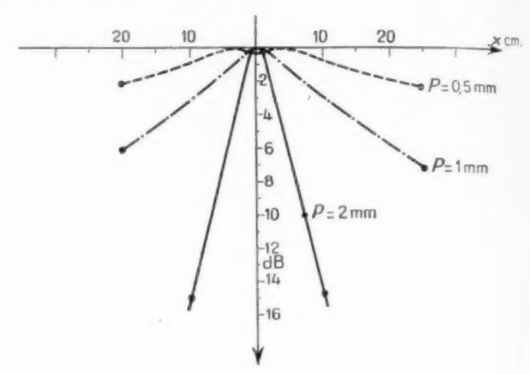


Fig. II.80.

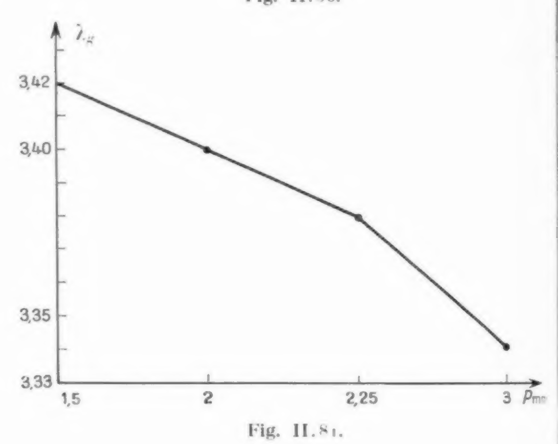


Fig. II.81.

2.2.2.5. Réalisation d'antennes. — Une antenne de 3 m (87λ) a été réalisée avec une décroissance de P, de 2 mm à l'excitation à 1,8 mm à l'extrémité. Le gain atteint 25,5 dB.

Une autre antenne de 14 m (400λ), avec des valeurs de P décroissant de 2,2 à 0,9 mm a permis d'obtenir un gain de 32,4 dB. Cette antenne est probablement l'antenne à rayonnement axial la plus directive construite jusqu'à ce jour.

Une variation de P de 2,1 à 0,8 ne donnait que 31,1 dB et de 2,3 à 1 que 31,6 dB.

Les grandes dimensions de cette antenne n'ont pas permis de tracer son diagramme.

Nous voyons qu'une augmentation de longueur dans le rapport $\frac{14}{3}$ donne une augmentation de gain de 7 dB, montrant que le gain est directement proportionnel à la longueur, ce qui est bien prévu par la théorie.

Nous disposons donc, avec les lignes cannelées d'un nouveau type d'antennes à onde captive et à grand gain s'adaptant particulièrement à l'utilisation des ondes millimétriques.

Avec $\lambda = 8$ mm, par exemple, le gain de 25,5 dB peut être obtenu avec une longueur de 75 cm. Un exemple d'utilisation consisterait en un dispositif de télécommande d'engin sol-sol. Un opérateur visant en permanence l'engin après son départ lui donnerait les impulsions nécessaires à sa direction. Le dispositif se présenterait sous la forme d'un fusil.

2.2.3. Réalisation expérimentale d'une antenne plane à onde de surface ayant un diagramme en cosécante carrée dans son plan.

Cette réalisation pratique découle des principes physiques mis en lumière précédemment. Nous utiliserons le fait que lorsqu'on modifie la structure

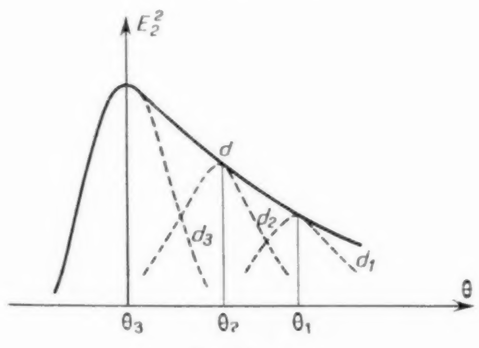


Fig. II.82.

guidant une onde de surface, une fraction de l'énergie est rayonnée. Cette énergie est rayonnée dans une direction voisine du prolongement du plan de l'antenne avec une directivité proportionnelle à la dimension transversale de l'onde.

Supposons qu'un diagramme en cosécante carrée tel que celui représenté sur la figure II.84 soit demandé.

On peut faire la synthèse de ce diagramme en additionnant plusieurs diagrammes élémentaires tels que d_1, d_2, d_3 indiqués sur la figure II.82.

Afin de simplifier la démonstration, trois diagrammes seulement sont utilisés. On peut réaliser leur addition avec trois antennes élémentaires à ondes de surfaces excitées en série à partir d'une source unique. Cette disposition est représentée sur la figure II.83.

A la jonction entre (1) et (2) une partie de l'énergie est transmise à l'antenne (2) qui rayonne dans la direction θ_2 avec une directivité plus grande que (1).

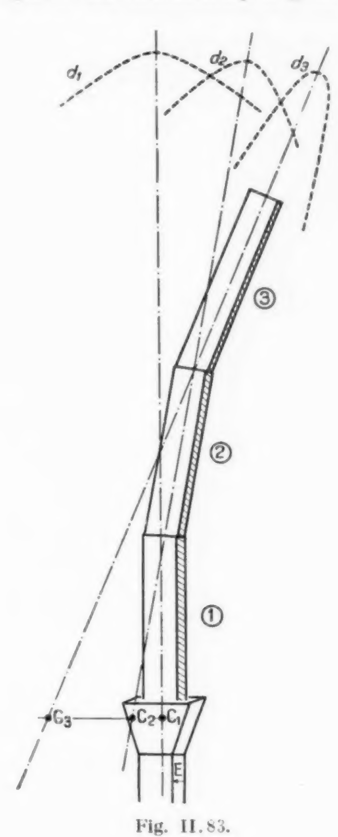


Fig. II.83.

Le même raisonnement est valable pour l'antenne (3). Ainsi avec ces trois antennes on peut obtenir trois diagrammes élémentaires d_1, d_2, d_3. Ces diagrammes s'additionneraient si les centres de phase de l'énergie rayonnée étaient confondus. Étant donné la différence de direction des antennes élémentaires, il ne peut en être ainsi et des ondulations résultant de l'interférence des énergies rayonnées sont à prévoir lorsque θ varie.

Notons que l'une des caractéristiques essentielles exigées de cette antenne est une chute rapide vers zéro, de l'un des flancs du diagramme. Cette condition est très bien réalisée par ce type d'antenne puisque, on peut obtenir un angle θ_3 aussi petit qu'il est possible pour une longueur donnée de l'antenne.

En effet tout le long de la structure de l'antenne, on a laissé la dimension transversale de l'onde

s'épanouir pour atteindre la plus grande dimension compatible avec la longueur totale disponible. Cette onde rayonnera son énergie avec la plus grande directivité compatible avec la longueur de l'antenne.

Une antenne a été réalisée en application de ces principes avec laquelle on voulait obtenir le diagramme théorique du radar ACAL.

Les résultats expérimentaux sont indiqués sur la figure II.84. Les données nécessaires à la réalisation de l'antenne sont groupées sur la figure II.85.

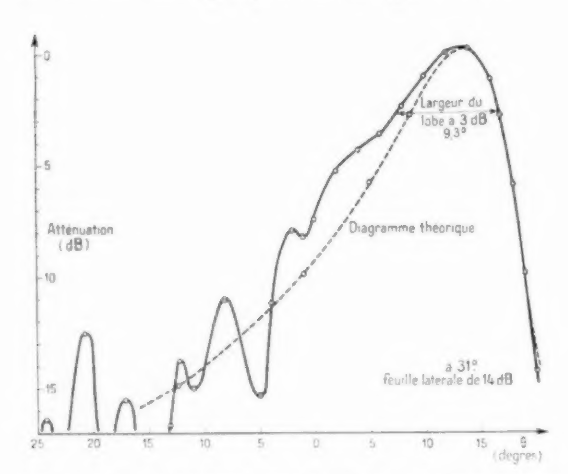


Fig. II.84 *a*. — Antenne plate à « onde de surface » ayant un diagramme en cosécante carrée (diagramme dans le plan horizontal).

F = 8 800 MHz. Polarisation verticale.
Gain = 22,4 dB.

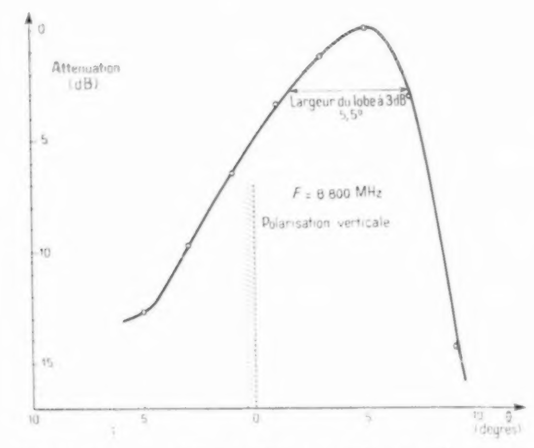
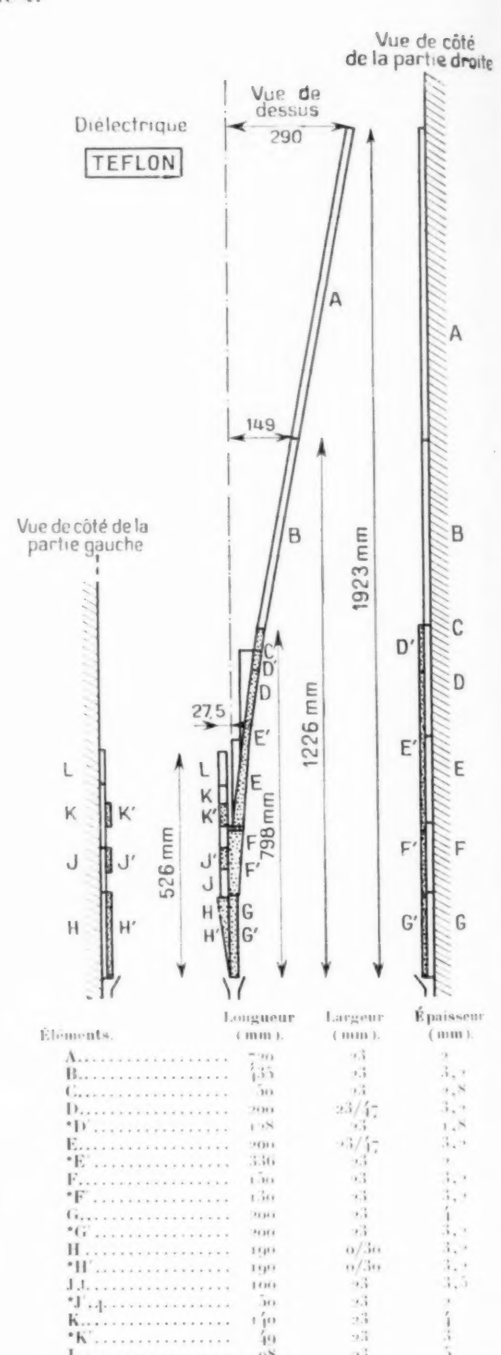


Fig. II.84 *b*. — Antenne plate à « onde de surface » ayant un diagramme en cosécante carrée (diagramme dans le plan vertical).



Éléments.	Longueur (mm).	Largeur (mm).	Épaisseur (mm).
A	790	23	2
B	435	23	3,2
C	50	23	2,8
D	200	23/47	3,2
*D'	198	23	1,8
E	200	23/47	3,2
*E'	336	23	2
F	150	23	3,2
*F'	150	23	3,2
G	200	23	4
*G'	200	23	3,2
H	190	0/30	3,2
*H'	190	0/30	3,2
J.J.	100	23	3,5
*J'J'	50	23	2
K	140	23	4
*K'	49	23	3
L	98	23	5

* Les éléments dont la référence comporte un accent (D' par exemple) sont placés sur les éléments dont la référence ne comporte pas d'accent (D par exemple).

Fig. II.85. — Antenne plate à « onde de surface » ayant un diagramme en cosécante carrée.

On peut voir que la chute du lobe vers zéro est bonne. Une fluctuation de 3 dB apparaît à 25° de la direction de rayonnement maximal. Ceci provient des interférences signalées plus haut et il serait difficile, d'obtenir une meilleure approximation du diagramme théorique.

Le rayonnement moyen décroît convenablement dans un angle total d'environ 50°.

L'auteur tient à remercier tout particulièrement M. Dumanchin, Gorse et Molé qui l'ont très intelligemment aidé dans la partie expérimentale de ce travail. (*A suivre.*)

BIBLIOGRAPHIE.

[1] J. Brown, *The types of wave which may exist near a guiding surface* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, novembre 1953, p. 363).

[2] W. Walkinshaw, *Notes on wave guides for slow waves* (*J. Appl. Phys.*, juin 1949, p. 634).

[3] Brillouin, *Wave guides for slow waves* (*J. Appl. Phys.*, novembre 1948, p. 1023).

[4] G. Weill, *Thèse* (*Ann. Radioélectr.*, juillet 1955).

[5] J. C. Simon et G. Weill, *Un nouveau type d'aérien à rayonnement longitudinal* (*Ann. Radioélectr.*, juillet 1953).

[6] G. Broussaud, *Étude de la diffraction des ondes électromagnétiques par un réseau de plaques percées de trous* (*Ann. Radioélectr.*, janvier 1954).

[7] T. Kahan, G. Rideau et P. Roussopoulos, *Les méthodes d'approximations variationnelles* (*Mém. Sc. Math.*, fasc. 134, 1956).

[8] J. Ortusi, *Propagation des ondes électromagnétiques de haute fréquence* (*Société Française de Documentation Electronique*).

[9] J. C. Simon, *Quelques problèmes de fluctuation en radioélectricité* (*Ann. Radioélectr.*, janvier 1955).

[10] K. Bullington, *Characteristics of beyond the horizon radio transmission* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, octobre 1955, p. 1175).

[11] C. M. Crain, *Survey of airborne microwave refractometer measurements* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, octobre 1955, p. 1405).

[12] Lansraux, *Thèse* (*Revue d'Optique*, t. 31, 1952, p. 321).

[13] J. Robieux, *Influence de la précision de fabrication d'une antenne sur ses performances* (*Ann. Radioélectr.*, janvier 1956).

[14] J. Robieux, *Interaction entre onde rayonnée et onde de surface et son application à la propagation lointaine* (*Onde électrique*, décembre 1957, p. 1089).

[15] Ramo et Whinnery, *Fields and waves in modern radio.*

[16] L. de Broglie, *Problèmes de propagations guidées des ondes électromagnétiques* (Gauthier-Villars, Paris, 1951).

[17] V. H. Rumsey, *Reaction conception in Electromagnetic Theory* (*Phys. Rev.*, t. 94, 2ᵉ série, n° 6, 1954, p. 1483).

[18] Ming Kuei Hu, *Near zone power transmission formulas* (*I. R. E. National Convention Record*, Part 8, 1958, p. 128).

[19] G. S. Heller, *Ferrites as microwave circuits elements* (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, octobre 1956, *Ferrites Issue*, p. 1386).

[20] A. D. Wheelon, Divers articles (*Proc. Inst. Radio Engrs.*, octobre 1955, t. 43, n° 10, p. 1381, 1437, 1450 et 1459).

[21] Friis, Crawford et Hogg, *A reflexion theory for propagation beyond the horizon* (*Bell Syst. Techn. J.*, mai 1957, p. 627).

NOUVELLE THÉORIE DU TRANSISTOR EN RÉGIME SATURÉ. PROBLÈMES DE COMMUTATION.

Par M. CARBONEL,

Département de Recherches Physicochimiques de la Compagnie Générale de T. S. F.

Sommaire. — *On a employé dans cette théorie un modèle de transistor à deux dimensions : une partie composée du centre du transistor se comporte comme un transistor idéal sans courant base; l'autre partie formée des bords du transistor fournit le courant base.*

Dans la première partie, on a étudié le fonctionnement en régime statique; on a établi des équations reliant le courant base, le courant collecteur et la tension collecteur-émetteur. Ces équations sont valables dans un très large domaine y compris celui où le courant collecteur s'inverse.

La deuxième partie est consacrée à diverses applications : l'établissement d'un schéma équivalent, le calcul de la charge emmagasinée dans un transistor, le calcul d'un coefficient appelé « β transitoire » employé dans certaines applications du transistor (commutation), enfin les calculs des divers temps de commutation habituels.

La même théorie pourrait s'appliquer à divers problèmes : montrer la supériorité du transistor physiquement symétrique pour la commutation, rechercher la forme, la nature et le nombre des électrodes d'un transistor nécessaires pour avoir une tension de saturation faible ou un grand gain.

Le calcul est en général assez bien vérifié par l'expérience. (C.D.U. : 621.382.)

Summary. — *In this theory a two dimensional model of a transistor is employed : one part consisting of the centre of the transistor behaves as an ideal transistor without base current; the other part forms the edges of the transistor and supplies the base current.*

In Part I static operation is examined; equations are derived connecting the base current, the collector current and the collector-emitter voltage. These equations are valid over a wide range, including that in which current reversal occurs.

Part II deals with various operations : the presentation of an equivalent circuit diagram, calculation of the charge stored in a transistor, calculation of a « transient β » coefficient used in certain transistor applications (switching), and lastly, calculation of the various usual switching times.

The same theory could be applied to various problems : to show the superiority of the physically symmetrical over the asymmetrical transistor for switching purposes, finding the shape, nature and number of electrodes in a transistor required for obtaining a low saturation voltage or high gain.

The calculations are generally fairly well verified by the experiments. (U.D.C. : 621.382.)

Inhaltsangabe. — *Für diese Theorie ist ein zwei-dimensionelles Modell verwendet worden und zwar mit einem Teil, der aus dem Mittelstück des Transistors besteht und sich wie ein ideeller Transistor ohne Basisstrom verhält, während der andere Teil, der aus den Randteilen des Transistors besteht, den Basisstrom liefert.*

In einem ersten Teil wird die Arbeitsweise im Beharrungszustand untersucht. Es werden die Gleichungen abgeleitet, welche den Basisstrom, den Kollektorstrom und die Kollektor-Emitterspannung miteinander verbinden. Diese Gleichungen gelten in einem sehr weiten Bereich, einschliesslich des Bereiches, wo sich der Kollektorstrom umkehrt.

Der 2. Teil ist verschiedenen Anwendungen gewidmet : Aufstellung eines Ersatzschaltbildes, Berechnung der im Transistor gespeicherten Ladung, Berechnung eines sogenannten « β-Transienten-Koeffizienten », der in bestimmten Anwendungen des Transistors, insbesondere für Schaltzwecke, verwendet wird und schliesslich Berechnung der üblichen Schaltzeiten.

Dieselbe Theorie könnte ebenfalls an verschiedenen Problemen angewandt werden. Man kann mit ihr die Ueberlegenheit des physisch symmetrischen Transistors über den unsymmetrischen Transistor für Schaltzwecke beweisen. Man kann ebenfalls die Form, die Art und die Anzahl der Elektroden, die ein Transistor benötigt, um eine schwache Sättigungsspannung und eine grosse Verstärkung zu haben, berechnen.

Die berechneten Resultate werden vorzüglich von den Versuchen bestätigt. (D.K. : 621.382.)

I. INTRODUCTION.

1.1. Si on examine le réseau de caractéristiques $I_{\text{collecteur}}$-$V_{\text{collecteur}}$ à I_{base} constant, on voit que l'on peut se placer dans trois régions distinctes :

a. La région I ou région de cut-off. — Dans cette région, la diode émetteur-base est polarisée en inverse ainsi que la diode collecteur-base. Le courant émetteur étant réduit au courant inverse de la diode émetteur-base est par conséquent très faible. Il en est de même pour le courant collecteur. On peut par analogie avec les lampes, parler d'une « région de cut-off ».

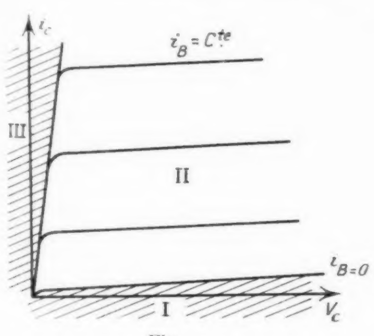


Fig. 1.

b. La région II. — C'est la région de fonctionnement normal : la diode émetteur-base, polarisée dans le sens direct, émet des porteurs minoritaires dans la base; ces porteurs sont ensuite collectés par la diode base-collecteur qui, polarisée en inverse, aspire les porteurs minoritaires de la base.

c. La région III, ou région de saturation. — Dans cette région, la diode émetteur-base est toujours polarisée en direct, émettant des porteurs minoritaires dans la base, mais la diode collecteur-base a une tension voisine de zéro aux bornes, ce qui a pour effet d'annuler pratiquement le champ dans la jonction collecteur-base. Les porteurs minoritaires de la base passent dans le collecteur par simple diffusion.

La tension collecteur étant voisine de zéro dans toute la région III, on peut considérer qu'elle est constante et parler de « saturation ».

La répartition des porteurs minoritaires dans la base prend dans chacun des cas, l'allure suivante (*fig.* 2) :

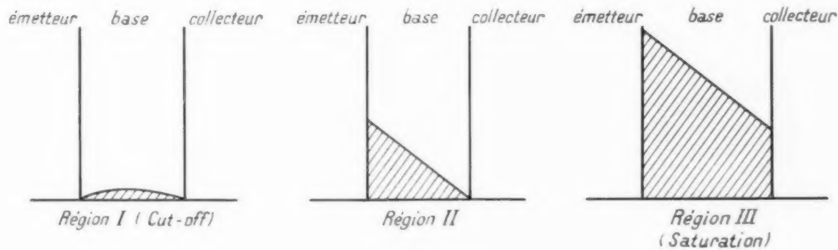


Fig. 2.

Le fonctionnement dans la région I se traite en étudiant les courants inverses des jonctions émetteur-base et collecteur-base. Dans la région II, on a recours à des schémas équivalents (schéma « naturel » dans le cas d'un petit signal et schéma simplifié dans le cas d'un fonctionnement grand signal.

En ce qui concerne la région III, J. L. Moll et

J. J. Ebers (*Proc. Inst. Radio Engrs,* décembre 1954) ont résolu le problème en considérant (*fig.* 3) que la répartition des charges *ab* est la superposition de la répartition *aa'* et de la répartition *bb'*. On peut alors considérer qu'on a la superposition d'un transistor dit « normal » émettant à l'émetteur et collectant au collecteur et d'un transistor dit « inverse » émettant au collecteur et collectant à l'émetteur.

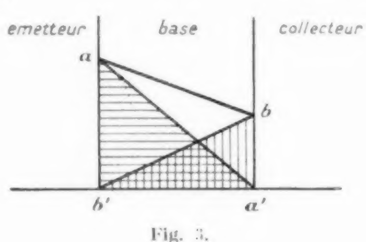


Fig. 3.

En superposant alors de manière convenable les schémas équivalents du transistor normal et du transistor inverse, on arrive à traiter un certain nombre de problèmes concernant la saturation.

1.2. Si l'on veut faire une étude plus précise, il faut avoir recours à un modèle à deux dimensions, à la place du modèle à une dimension, couramment utilisé. Le modèle à deux dimensions utilisé dans la théorie qui va suivre divise le transistor en une partie centrale qui se comporte comme un transistor idéal sans courant base et une partie périphérique assimilée à deux diodes et qui produit tout le courant base.

Une première partie est consacrée au régime statique. On a établi des équations reliant le courant base, le courant collecteur et la tension émetteur-collecteur.

La deuxième partie est consacrée à diverses applications : l'établissement d'un schéma équivalent dont on montrera l'équivalence au schéma naturel; le calcul de la charge stockée dans un transistor : le calcul d'un coefficient dit « β transitoire » qui est employé dans certaines applications du transistor (commutation); le calcul des divers temps de stockage côté base et côté collecteur lors de la commutation d'un transistor qui sature.

Dans l'ensemble, tous ces calculs sont assez bien vérifiés par l'expérience.

2. TRANSISTOR EN RÉGIME STATIQUE.

2.1. On a considéré (*fig.* 4) que le transistor était décomposable en deux parties; l'une correspondant au centre du transistor et formant un transistor idéal, c'est-à-dire sans courant base ($\alpha = 1$); l'autre composée des bords du transistor fournit le courant base qui est la somme des courants i_{bc} et i_{be}. Cette

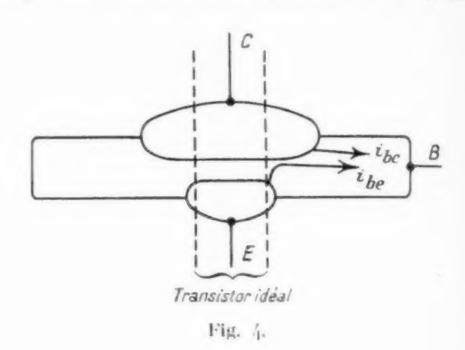


Fig. 4.

décomposition est assez justifiable, à condition de ne pas tenir compte du rendement d'émetteur. En effet, si l'on n'en tient pas compte, la seule contribution de la partie centrale au courant base est la recombinaison en volume, recombinaison qui est d'autant plus négligeable que le volume de la partie centrale est faible.

2.2. **Calcul.**

On supposera un transistor *pnp* (le calcul de *npn* serait le même). Soient ρ_{be} et ρ_{bc} les densités de porteurs injectés par l'émetteur et le collecteur du transistor idéal, ρ_{be} et ρ''_{bc}, les densités de porteurs injectés par les bords de l'émetteur et du collecteur.

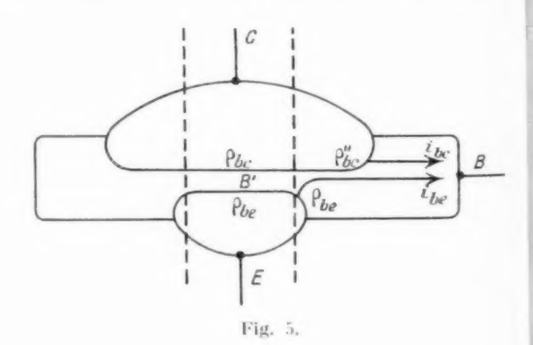


Fig. 5.

Ces densités sont fonction de la tension aux bornes de la jonction et ρ''_{bc} est différent de ρ_{bc} à cause de la polarisation supplémentaire due au courant i_{be} qui passe le long de la jonction collecteur et à l'autopolarisation par le courant i_{bc}.

ρ''_{bc} n'est évidemment pas le même tout le long

des bords du collecteur : on a pris pour simplifier un point moyen et une densité moyenne.

2.2.1. Calcul du courant base. — Considérons la diode formée par les bords de l'émetteur. On suppose que la tension sur les bords est la même qu'au centre, c'est-à-dire $V_{B'E}$. L'équation classique du courant dans une jonction nous donne

$$i_{be} = i_{se}\left(e^{\frac{q}{kT}V_{B'E}} - 1\right). \tag{1}$$

i_{se} est le courant inverse de la diode émetteur-base, lorsque $V_{B'E}$ est très négatif. Ce courant est d'origine thermique et s'appelle en général « courant de saturation ». Néanmoins, pour éviter les confusions, on a employé ici l'expression impropre de « courant inverse ».

D'autre part, si ρ_{bo} est la densité de trous dans la base lorsque $V_{B'E} = 0$, on a la relation

$$\rho_{be} = \rho_{bo}\, e^{\frac{q}{kT}V_{B'E}}, \tag{2}$$

en reportant dans (1), on obtient

$$i_{be} = i_{se}\left(\frac{\rho_{be}}{\rho_{bo}} - 1\right) = i_{se}(\rho_{oe} - 1), \tag{3}$$

ρ_{oe} étant la densité réduite égale par définition à $\frac{\rho_{be}}{\rho_{bo}}$. De même, le courant i_{bc} peut s'écrire sous la forme

$$i_{bc} = i_{sc}(\rho''_{oc} - 1), \tag{4}$$

$\rho''_{oc} = \frac{\rho''_{bc}}{\rho_{bo}}$ et i_{sc} étant le courant inverse de la diode collecteur-base. On en déduit le courant base

$$i_B = i_{se}(\rho_{oe} - 1) + i_{sc}(\rho''_{oc} - 1). \tag{5}$$

2.2.2. Calcul de la tension émetteur-collecteur. — Le collecteur et l'émetteur étant conducteurs, sont équipotentiels.

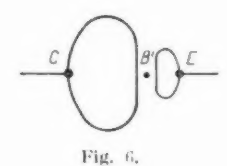


Fig. 6.

On peut écrire que la tension V_{CE} est égale à la somme

$$V_{CE} = V_{CB'} + V_{B'E} = -\frac{kT}{q}\operatorname{Log}\frac{\rho_{bc}}{\rho_{bo}} + \frac{kT}{q}\operatorname{Log}\frac{\rho_{be}}{\rho_{bo}}, \tag{6}$$

d'où

$$V_{CE} = \frac{kT}{q}\operatorname{Log}\frac{\rho_{be}}{\rho_{bc}}, \tag{7}$$

équation qu'on peut encore écrire en utilisant les densités réduites

$$V_{CE} = \frac{kT}{q}\operatorname{Log}\frac{\rho_{oe}}{\rho_{oc}}. \tag{8}$$

2.2.3. Calcul du courant collecteur. — Le courant collecteur i_c (*fig.* 7) est composé de deux parties; l'une $i_{b'c}$ correspond au transistor idéal, l'autre i_{bc} correspond aux bords du transistor, et l'on a la relation

$$i_c = i_{b'c} - i_{bc}. \tag{9}$$

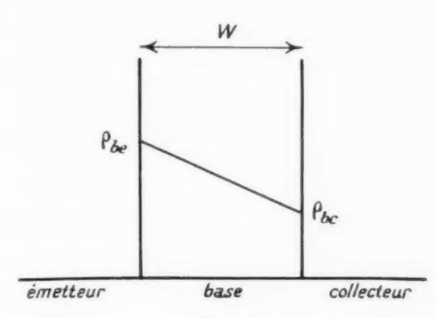


Fig. 7.

Le courant $i_{b'c}$ correspondant au transistor idéal est donné par l'équation de diffusion et s'évalue très facilement en régime statique. Il est en effet proportionnel au gradient de concentration de porteurs minoritaires à la jonction base-collecteur, gradient qui est égal à

$$\left(\frac{\rho_{be} - \rho_{bc}}{W}\right) \quad (\textit{fig. } 8).$$

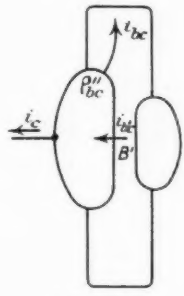


Fig. 8.

L'expression exacte de $i_{b'c}$ est

$$i_{b'c} = \frac{qD_pS}{W}(\rho_{be} - \rho_{bc}), \tag{10}$$

où

q est la charge de l'électron;
D_p le coefficient de diffusion des trous;
S la surface du transistor idéal;
W l'épaisseur de la base.

Le calcul du courant i_{be} se fait comme au paragraphe 2.2.1; la formule (4) nous donne

$$(11) \qquad i_{be} = i_{se}(\rho''_{oc} - 1).$$

En reportant (1) et (10) dans (9), on obtient

$$(12) \qquad i_c = \frac{qD_pS}{W}(\rho_{be} - \rho_{bc}) - i_{se}(\rho''_{oc} - 1).$$

Si nous définissons un coefficient A, tel que

$$(13) \qquad A \triangleq \frac{qD_pS\rho_{bo}}{W},$$

nous pouvons transformer (12) en

$$(14) \qquad i_c = -i_{se}(\rho''_{oc} - 1) + A(\rho_{oe} - \rho_{oc}).$$

(5) nous donnant i_B et (14) nous donnant i_c, nous obtenons le courant émetteur

$$(15) \qquad i_E = i_{se}(\rho_{oe} - 1) + A(\rho_{oe} - \rho_{oc}).$$

Les équations (5), (8) et (14) nous donnent i_B, V_{CE} et i_c en fonction de ρ_{oc}, ρ_{oe} et ρ''_{oc}. Si l'on veut avoir une relation entre i_B, i_c et V_{CE}, il faut trouver une relation entre ρ''_{oc}, ρ_{oc} et ρ_{oe}. Nous allons donc calculer ρ''_{oc} en fonction de ρ_{oe} et de ρ_{oc}.

2.2.4. Calcul de ρ''_{oc}. — La densité ρ''_{oc} en N est différente de la densité ρ_{oc} en Q du fait d'une polarisation supplémentaire due au courant i_{be} (*fig.* 9) et à l'effet d'autopolarisation sur le collecteur. On négligera pour simplifier ce deuxième effet en ne tenant compte que du premier.

Ceci posé, on peut écrire que les diodes qui fournissent le courant de base sont ponctuelles et placées en M et N (*fig.* 9).

Si l'on considère le cas du transistor non saturé émettant à l'émetteur, on a $\rho_{oc} \sim 0$ et l'on peut en général négliger i_{bc} et écrire que la résistance entre M et la connexion base est $r_{bb'N}$ ($r_{bb'N}$ est la résistance de base du transistor dit « normal » par opposition au transistor dit « inverse » émettant au collecteur et collectant à l'émetteur).

Si l'on considère maintenant le cas du transistor inverse non saturé, la résistance entre N et la connexion base sera $r_{bb'I}$ ($r_{bb'I}$ est la résistance de base du transistor « inverse »).

La résistance du tronçon MN sera donc

$$(16) \qquad r_1 = r_{bb'N} - r_{bb'I}$$

la tension entre Q et N sera $r_1 i_{be}$ et l'on aura

$$(17) \qquad \rho''_{oc} = \rho_{oc}\, e^{r_1 i_{be} \frac{q}{kT}}.$$

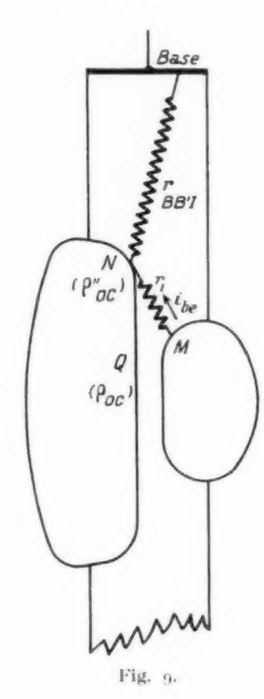


Fig. 9.

Remarques. — 1° L'hypothèse simplificatrice (on a négligé l'autopolarisation par le courant i_{bc}) n'est pas totalement injustifiée car la surface émettrice du collecteur augmente rapidement quand on s'éloigne du centre, et par conséquent le courant émis en Q est faible. Seuls les points près de N émettent un courant important, mais le δr_1 étant faible, la chute de tension est faible.

2° $r_{bb'N}$ et $r_{bb'I}$ varient avec le courant, mais leur différence est à peu près constante. Par contre, cette différence varie avec la tension et il faut extrapoler à 0 V (cas de la saturation), la valeur de r_1.

2.2.5. Calcul du transistor en inverse. — Le calcul reste le même. Les courbes néanmoins ont une allure différente qui est due au fait que ρ''_{oc} est moins différent de ρ_{oc}. En effet, le courant i_{be} est plus faible car ρ_{oe} est inférieur à ρ_{oc}.

2.3. **Expérimentation.**

2.3.1. Le problème consiste à calculer l'un quelconque des trois paramètres i_B, i_C et V_{CE} en connaissant les deux autres. Pour cela les équations (5), (8) et (14) suffisent, à condition de connaître les valeurs des grandeurs suivantes :

$$i_{se},\quad i_{sc},\quad \frac{kT}{q},\quad r_1,\quad A.$$

a. i_{se} et i_{sc} : Ce sont les courants inverses qui sont mesurés en étuve en rendant la base légèrement positive (*pnp*) et en mesurant les courants qui passent dans l'émetteur et dans le collecteur, ces derniers étant réunis à la masse.

b. $\frac{kT}{q}$: On mesure la température T (en degré Kelvin) et l'on fait le calcul. Notons que si la mesure de i_{sc} et i_{se} et de A est très sensible à la température, le résultat final n'en dépend que très peu.

c. r_1 : r_1 est mesuré comme on l'a dit précédemment (§ 2.2.4) en faisant la différence entre $r_{bb'N}$ et $r_{bb'I}$, résistances qui sont mesurées par les méthodes classiques. Cette différence est mesurée à plusieurs tensions et extrapolée à 0 V.

d. A : Rappelons que $A = \frac{q D_p S \rho_{bo}}{W}$. Le problème de la mesure de A est assez délicat et peut se faire de plusieurs façons :

2.3.2. *a.* On fait $i_B = 0$ dans le montage émetteur commun et dans le cas du transistor non saturé normal puis inverse. On mesure un « A normal » et un « A inverse » de la manière suivante : on se place en dehors de la saturation pour pouvoir négliger, soit ρ_{oc}, soit ρ_{oe} et l'on peut écrire les équations suivantes tirées de (5) et de (14).

Transistor direct : $\rho_{oc} = \rho''_{oc} \sim 0$ et $i_B = 0$:

$$i_B + i_{se} + i_{sc} = i_{se} + i_{sc} = i_{se}\rho_{oe},$$
$$i_{cco} - i_{sc} = A_N \rho_{oe};$$

i_{cco} étant le courant collecteur quand $i_B = 0$, d'où

$$(18)\qquad A_N = \frac{i_{se}(i_{cco} - i_{sc})}{i_{se} + i_{sc}}.$$

Transistor inverse : $\rho_{oe} = 0$, $\rho''_{oc} = \rho_{oc}$, $i_B = 0$:

$$i_{se} + i_{sc} = \rho_{oc} i_{sc},$$
$$i_{eco} + i_{se} = \rho_{oc} A_I;$$

i_{eco}, étant le courant émetteur quand $i_B = 0$, d'où

$$(19)\qquad A_I = \frac{i_{sc}(i_{eco} + i_{se})}{i_{se} + i_{sc}},$$

A_I et A_N sont en principe les mêmes, néanmoins en pratique, il peut y avoir quelques légères différences dues au fait qu'on mesure ces coefficients à très faible courant.

b. Une autre manière de mesurer le coefficient A est de mesurer le gain en courant β toujours dans le cas où le transistor ne sature pas.

Transistor direct :

$$A_N \rho_{oe} = i_C - i_{sc} \sim i_C,$$
$$\rho_{oe} i_{se} = i_B + i_{se} + i_{sc} \sim i_B,$$

d'où

$$\frac{A_N}{i_{se}} \sim \frac{i_C}{i_B} = \beta_N,$$

d'où

$$(20)\qquad A_N = \beta_N i_{se}.$$

Transistor inverse : On démontrerait de même que

$$(21)\qquad A_I = \beta_I i_{sc}.$$

c. On peut également faire V_{BE} ou $V_{BC} = 0$ et l'on mesure i_C ou i_B. (2) nous donne alors

Transistor direct : $\rho_{oe} = 1$, $\rho_{oc} = 0$:

$$(22)\qquad A_N = i_{ces} - i_{sc}.$$

Transistor inverse :

$$(23)\qquad A_I = i_{ecs} - i_{se}.$$

d. On peut encore, ce qui est plus long, mais plus précis, chercher expérimentalement à ajuster la valeur de A qui donne les meilleurs résultats. On obtient dans ce cas une excellente corrélation théorie-expérience dans un domaine très étendu de variations de i_B, i_C et V_{CE}.

Remarques. — On peut partir du principe que pour le transistor idéal $A_N = A_I$, ce qui signifie que $\frac{S_N}{W_N} = \frac{S_I}{W_I}$ car q, D_p et ρ_{bo} sont les mêmes en direct et en inverse. On peut alors en déduire un certain nombre de relations remarquables. (18) et (19) donnent

$$(24)\qquad \beta_N i_{eco} = \beta_I i_{cco}.$$

(20) et (21) donnent

$$(25)\qquad \beta_N i_{se} = \beta_I i_{sc}.$$

Ces deux dernières relations sont assez bien vérifiées expérimentalement; à condition de faire toutes les mesures dans des conditions de courant, de tension et de température à peu près identiques.

2.4. **Résultats**.

On a fait des mesures en étuve à 30°C sur trois transistors du type *pnp*, à jonctions alliées.

2.4.1. Mesure de A. — On a obtenu les résultats suivants où A est en microampères.

Type du transistor...	Philips.	Raytheon.	C. S. F.
	Mesure (a).		
i_{ceo}	$A_N = 4,71$	$A_N = 11,8$	$A_N = 10,9$
i_{eco}	$A_I = 5,76$	$A_I = 5,03$	$A_I = 5,2$
	Mesure (b).		
β_N	$A_N = 4,3$	$A_N = 2,84$	$A_N = 13$
β_I	$A_I = 5,46$	$A_I = 6$	$A_I = 7,8$
	Mesure (c).		
$V_{be} = 0$	$A_N = 5,07$	$A_N = 4,7$	$A_N = 4,3$
$V_{bc} = 0$	$A_I = 5,08$	$A_I = 4,7$	$A_I = 4,74$
Ajustement (*e*)..	$A = 5,2$	$A = 4,9$	$A = 10$

On voit que dans l'ensemble, les trois mesures sont assez concordantes. Une autre observation qui n'apparaît pas sur ces tableaux est que lorsqu'on ajuste A, on obtient d'excellents résultats. Si donc les mesures de A sont discordantes c'est non pas que la théorie est mauvaise, mais que les mesures ou les méthodes de mesure de A sont mauvaises.

2.4.1. Courbes $i_B = f(i_c)$ a V_{CE} = Cte. — Les figures 10 et 11 montrent l'application de la théorie d'un transistor Raytheon du type 2N-277 A pour lequel on a pris $A = 4,7$ (A ajusté $= 4,9$) et l'on a tracé les courbes à V_{CE} = Cte. On a tracé ces courbes pour le transistor direct (*fig.* 10) et pour le transistor inverse (*fig.* 11). On note comme on l'a fait remarquer plus haut (§ 2.2.5) que les courbes n'ont pas la même allure, l'effet de polarisation du collecteur par le courant i_{b} étant plus faible pour le transistor inverse. On note, d'autre part, que les courbes théoriques de la figure 11 ne sont pas assez incurvées, ce qui est probablement dû à ce qu'on a négligé l'autopolarisation du collecteur. Ces courbes permettent de calculer l'un des trois paramètres i_B, i_c et V_{CE} lorsqu'on connaît les deux autres.

Dans le cas particulier où $i_c = 0$ (collecteur débranché), on obtient V_{CE} quand on connaît i_B.

Ces courbes montrent la possibilité pour i_c de s'inverser, ce que l'expérience a parfaitement confirmé. Notons que même lorsque i_c s'inverse, les équations trouvées précédemment décrivent encore très bien le comportement du transistor.

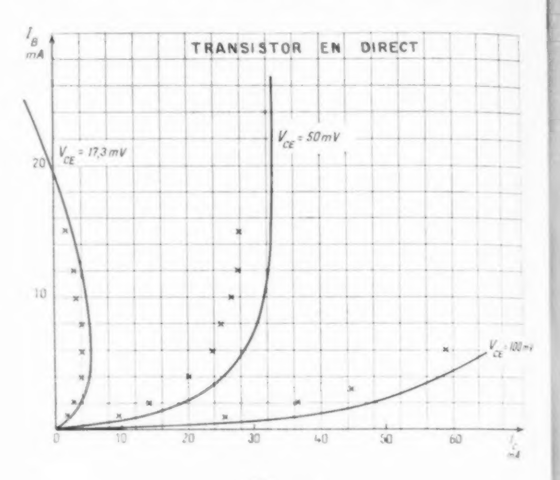


Fig. 10.

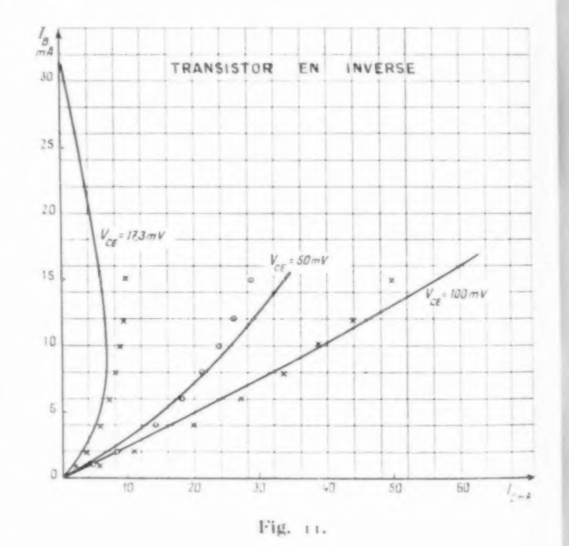


Fig. 11.

2.4.3. Remarque sur les résultats. — Si l'expérience semble confirmer assez bien la théorie, il se présente néanmoins un inconvénient. En effet, les courbes obtenues dépendent considérablement des valeurs de A et r_1, etc. A titre d'exemple une variation d'un de ces paramètres dans un rapport de 1 à 2 suffit à modifier complètement la forme des courbes. Il faut donc faire des manipulations très précises si l'on veut obtenir de bons résultats.

Cet inconvénient se transforme en avantage si l'on veut juger du bien-fondé de la théorie, ce qui est ici le but recherché. Une fois la théorie admise, on peut en effet penser à des méthodes de mesure plus simples et plus directes suivant les résultats obtenus.

Les équations sont assez compliquées. On pourrait éventuellement employer des abaques qui donneraient suivant les cas i_B, i_C, V_{CE}, ρ_{oe} ou ρ_{oc}.

2.4.4. Tableau des équations fondamentales :

$$(26)\quad \begin{cases} i_B = i_{se}(\rho_{oe}-1) + i_{sc}(\rho_{oc}-1), \\ i_C = -i_{sc}(\rho''_{oc}-1) + A_N\rho_{oe} - A_I\rho_{oc}, \\ i_E = i_{se}(\rho_{oe}-1) + A_N\rho_{oe} - A_I\rho_{oc}, \\ V_{CE} = \dfrac{kT}{q}\,\mathrm{Log}\,\dfrac{\rho_{oe}}{\rho_{oc}}, \\ \rho''_{oc} = \rho_{oc}\,e^{r_1 i_{se}}. \end{cases}$$

3. APPLICATION A QUELQUES CALCULS.

3.1. Schéma équivalent.

Bien que ce « modèle » de transistor soit destiné au fonctionnement des transistors en grand signal, on peut montrer qu'il est parfaitement applicable à l'étude du fonctionnement petit signal et qu'on peut trouver un schéma équivalent de ce modèle qui soit le même à quelques notations près que le schéma équivalent naturel classique.

Ce schéma équivalent (*fig.* 12) est établi comme suit :

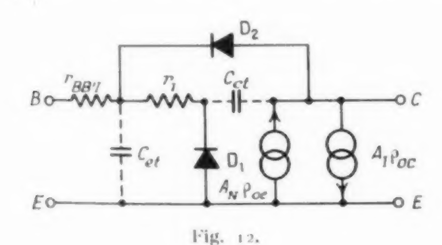


Fig. 12.

Il y a d'abord deux générateurs de courant $A_N\rho_{oe}$ et $A_I\rho_{oc}$ branchés entre collecteur et émetteur et représentant le transistor idéal. Ensuite la diode D_2 représente le bord du collecteur et la diode D_1 le bord de l'émetteur. La diode D_1 débite dans r_1 et polarise ainsi la diode D_2. On a rajouté des capacités de transition pour compléter le schéma.

Ce schéma peut se comparer au schéma équivalent naturel qui est la superposition du schéma direct et du schéma inverse représentés sur la figure 13. Ces deux schémas se superposent (*fig.* 14).

En comparant les figures 12 et 14, on voit que les deux schémas équivalents ont une structure identique. On va maintenant démontrer que

$$A_N\rho_{oe} = g_{m_1}V_{B_1E} \qquad \text{et} \qquad A_I\rho_{oc} = g_{m_2}V_{B_2C}.$$

On aura alors démontré l'identité des deux schémas.

Prenons le schéma direct pour démontrer

$$A_N\rho_{oe} = g_{m_1}V_{B_1E} \quad (\textit{fig. } 15).$$

On a d'après (26)

$$i_B \sim \rho_{oe} i_{se} = i_{se}\,e^{\frac{q}{kT}V_{B_1E}},$$

$$\frac{di_B}{dV_{B_1E}} = \frac{q}{kT}\,i_{se}\,e^{\frac{q}{kT}V_{B_1E}} = \frac{q}{kT}\,I_B.$$

Ceci est l'admittance alternative de la diode. Soient Δi_B, Δi_C, v_{B_1E} et $\Delta\rho_{oe}$ les valeurs correspondantes à des petites variations alternatives I_B, I_C, V_{B_1E} et ρ_{oe},
d'où :

$$(27)\qquad v_{B_1E} = \Delta i_B\,\frac{kT}{qI_B} \qquad \text{et} \qquad \Delta i_B = i_{se}\,\Delta\rho_{oe},$$

or

$$\Delta i_C = A_N\,\Delta\rho_{oe} = \frac{A_N}{i_{se}}\,\Delta i_B,$$

donc

$$\frac{\Delta i_C}{\Delta i_B} = \frac{A_N}{i_{se}} = \beta_N \quad \text{par définition de } \beta_N.$$

On obtient donc

$$\Delta i_C = \beta_N\,\frac{qI_B}{kT}\,v_{B_1E} = \frac{qI_E}{kT}\,v_{B_1E}.$$

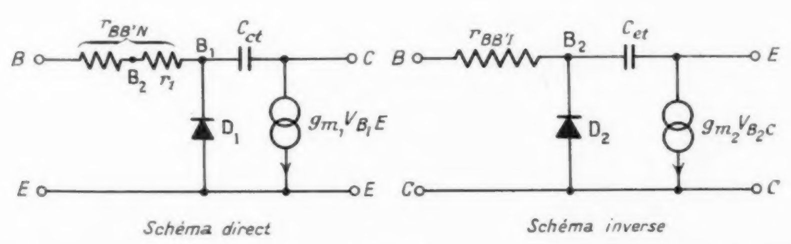


Fig. 13.

Or, par définition de g_m dans le schéma naturel

$$g_{m_1} = q\,\frac{I_C}{kT}.$$

On a donc

$$(28) \qquad A_N\,\rho_{oe} = g_{m_1} v_{B_1 E}.$$

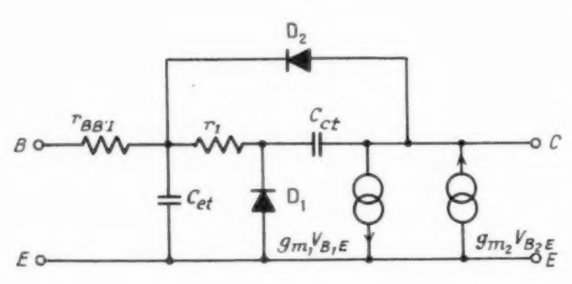


Fig. 14.

Cette démonstration un peu simple n'est pas très rigoureuse, néanmoins comme elle traduit une réalité physique, il est probable qu'une démonstration rigoureuse est possible. De la même manière, on démontrerait que

$$(29) \qquad A_I\,\rho_{oc} = g_{m_2} v_{B_2 C}.$$

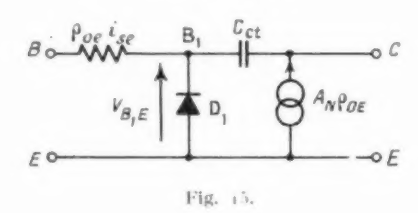


Fig. 15.

Les deux schémas équivalents étant identiques, on pourrait refaire une théorie petit signal avec de nouvelles notations. L'intérêt pratique de ce travail est assez limité. L'important est de savoir qu'on pourrait le faire et que la théorie exposée est générale.

3.2. Calcul de la charge emmagasinée dans un transistor.

On touche ici à l'application pratique la plus intéressante de cette théorie. Si l'on se fixe en effet un courant i_B et un courant i_C, on connaîtra non seulement V_{CE}, mais encore les densités relatives ρ_{oe} et ρ_{oc}. Il deviendra alors extrêmement facile de calculer la charge (*fig.* 16).

$$(30) \qquad Q = qSW\,\frac{\rho_{be} + \rho_{bc}}{2}.$$

Or

$$A = \frac{q D_p S \rho_{bo}}{W} \qquad \text{et} \qquad \omega_N = \frac{2 D_p}{W^2},$$

ω_N est la fréquence de coupure du montage base à la masse, d'où

$$(31) \qquad Q = \frac{A(\rho_{oe} + \rho_{oc})}{\omega_N}.$$

En réalité, il faut ajouter un terme qui est dû au fait que les bords du collecteur contiennent une charge. On peut considérer que cette charge est contenue sur une distance $W = W_{\text{inverse}}$ et que la densité est alors la densité moyenne ρ''_{oc}. On obtient finalement l'expression

$$(32) \qquad Q = A\left[\frac{\rho_{oe}}{\omega_N} + \frac{\rho''_{oc}}{\omega_I}\right].$$

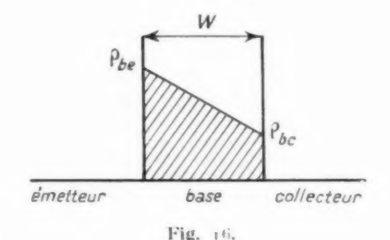


Fig. 16.

On a retiré le terme en $\frac{\rho_{oc}}{\omega_N}$ car il est compris dans $\frac{\rho''_{oc}}{\omega_I}$.

Application numérique : Avec le transistor Raytheon déjà mesuré :

$$\rho_{oe} = 500, \quad \rho_{oc} = 2\,400, \quad A_N = A_I = 4.92\,A, \quad \rho''_{oc} = 1\,100,$$
$$f_N = 7.6 \text{ MHz}, \quad f_I = 1.1 \text{ MHz} \quad (\text{valeurs à } 0\text{ V}).$$
$$Q_{\text{calc}} = 1\,025 \text{ pC}, \quad Q_{\text{mes}} = 1\,100 \text{ pC}.$$

On voit que l'accord théorie-expérience est bon en ce sens que l'ordre de grandeur est correct.

3.3. Calcul du β transitoire.

Dans certaines applications de la commutation (machines à calculer), le problème suivant se pose : on a un transistor dans lequel on fait passer un courant constant i_{B_0}. Son courant collecteur est nul. A un moment donné on branche le collecteur et le courant i_C augmente brutalement. Si le courant i_B est faible, la charge initiale contenue dans le transistor est faible et n'est pas suffisante pour fournir instantanément i_C, et il en résulte un transi-

toire, après quoi V_{CE} deviendra égal à V_2 et le transistor resaturera.

Si maintenant, on augmente petit à petit i_B, la pointe transitoire diminue, puis disparaît pour un courant i_{B_1}. On a alors par définition

$$\beta_l = \frac{i_{cs}}{i_{B_1}}. \tag{33}$$

Fig. 17.

On peut calculer le β_l de la manière suivante : On va écrire que la charge contenue initialement dans le transistor est la même que la charge contenue une fois la transition terminée.

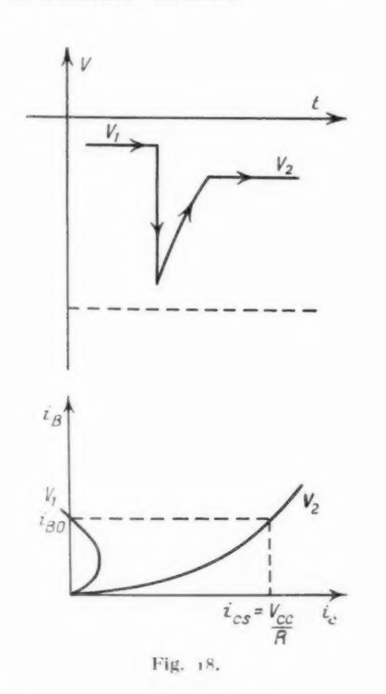


Fig. 18.

Soit Q_0 la charge finale.

Avant la transition : $i_c = 0$ et $\rho_{oe} = \rho_{oc}$:

$$i_B = \rho_{oe}(i_{se} + i_{sc}). \tag{34}$$

La charge contenue dans la base est alors

$$Q = A\left[\frac{\rho_{oe}}{\omega_N} + \frac{\rho_{oc}}{\omega_I}\right], \tag{35}$$

en faisant $Q = Q_0$ (*fig.* 17) on obtient ρ_{oe} et en reportant dans (35) on obtient i_B donc β_l puisque i_c est connu.

Application numérique :

$$\beta_{l\,\text{calc}} = 5,2, \qquad \beta_{l\,\text{mes}} = 7.$$

Le chiffre calculé est un peu faible : il doit en effet être considéré comme une limite inférieure, car il est possible de saturer avec une charge bien inférieure. On aurait une limite supérieure en faisant $Q = Q_1$, ce qui donne $\beta_l = 25$.

3.4. Calcul du temps d'emmagasinage en commutation.

Rappelons le problème (*fig.* 14) : on débloque brusquement un transistor monté en émetteur commun en envoyant une impulsion de courant base I_{B_1}. Le courant collecteur met un certain temps à monter et sature au bout du temps t_m. On a alors

$$i_{cs} = \frac{V_{CC}}{R_C},$$

i_{cs} étant le courant collecteur à la saturation.

Lorsqu'on rebloque le transistor, le courant base s'inverse et prend une valeur I_{B_2}, telle que

$$R_B(I_{B_1} + I_{B_2}) \simeq V_E. \tag{36}$$

Le courant collecteur reste constant pendant un temps t_s, puis décroît. Le courant base reste constant pendant t_a, puis décroît. Le problème est de calculer t_a

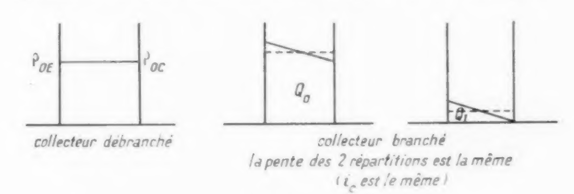


Fig. 19.

ou t_s connaissant I_{B_1}, V_E et I_{cs}. Calculer t_m ou t_f est compliqué, mais classique et ne présente aucune difficulté particulière, car on reste dans la région active où le transistor ne sature pas.

Calcul de t_a. — On va d'abord voir physiquement ce qui se passe dans le transistor au moment de la commutation. Remarquons tout d'abord que à tout moment, on a obligatoirement

$$I_B + I_C + I_E = 0. \qquad (37)$$

Au moment où l'on désature le transistor, il existe dans la base un nombre de trous égal au nombre d'électrons qui s'y trouvent. Si nous supposons un transistor *pnp* et que nous rendons sa base brusquement positive, les électrons vont sortir par la base et les trous par le collecteur. Ces deux porteurs sortiront en quantité égale toujours pour assurer l'équilibre de la base. Cependant les électrons

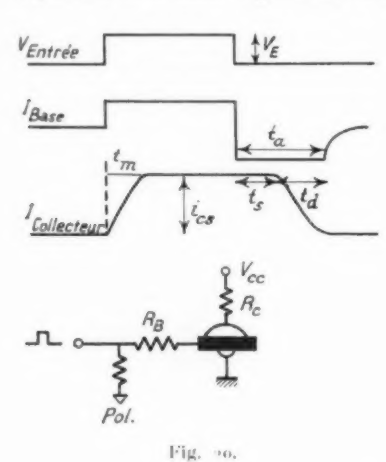


Fig. 20.

ne peuvent pas tous sortir immédiatement, le courant I_{B_2} étant limité à la valeur qui rend la base négative. Le courant collecteur étant également limité, le courant émetteur continue à passer pour assurer l'égalité (37). Ce courant émetteur fournit des trous qui sont évacués par le collecteur, ce qui fait qu'on aura

$$S_2 = S_1 + S_3.$$

Le reste de l'opération peut se voir facilement sur la figure 21. La décroissance finale de I_B et de I_C est due à une décharge des diverses capacités dans les résistances R_B et R_C. Remarquons que dans certains cas, où le courant base est supérieur ou égal au courant collecteur, la tension collecteur peut s'inverser et l'on obtient des figures d'aspect assez différent.

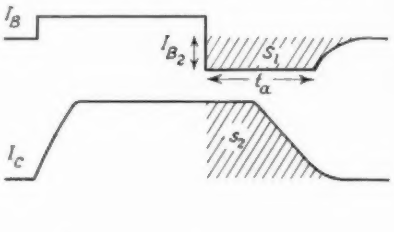
Pour calculer le temps t_a nous commençons par calculer la charge Q_0 de la base connaissant I_{B_1} et I_C et nous écrivons que la base voit sortir tous les électrons (et uniquement les électrons) contenus dans la base, nous aurons donc

$$Q_0 = S_1 \sim t_a I_{B_2}.$$

I_{B_2} est donné par (36). On peut donc en déduire t_a.

Exemple :

$$t_{a\,\text{calc}} = 0{,}7\ \mu\text{s}. \qquad t_{a\,\text{mes}} = 0{,}75\ \mu\text{s}.$$



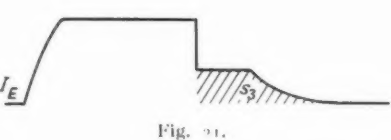


Fig. 21.

Pour être certain que la base évacue, tous les électrons et uniquement eux, on a fait varier I_{B_1} en laissant I_{B_2} constant. On a observé que S_1 était bien constant.

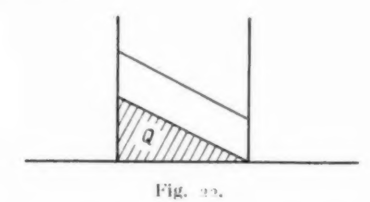


Fig. 22.

Il est d'autre part évident que pour les très faibles valeurs de t_s on aura $t_s I_{B_2} < S_1$ et l'on trouvera par conséquent par le calcul une valeur de t_a trop grande.

Calcul de t_s. — Après le temps t_s le collecteur désature. On va écrire que le transistor contient à ce moment-là une charge Q qu'on peut calculer en remarquant que

$$\rho_{oe} = 0,$$

$$i_B \sim \rho_{oe} i_{se},$$

$$i_c = i_{cs} \sim A \rho_{oe};$$

d'où

$$Q = \frac{A \rho_{oe}}{\omega_N} = \frac{i_{cs}}{\omega_N}.$$

Si Q_0 est la charge initiale, on aura

$$(Q_0 - Q) = t_s i_{B_2}.$$

$t_s i_{B_2}$ étant la charge sortie par la base, $Q_0 = Q$ la charge sortie par le collecteur (ces deux charges sont égales et de signe contraire), d'où

$$t_s = \frac{1}{i_{B_2}}\left(Q_0 - \frac{i_{cs}}{\omega_N} \right). \quad (39)$$

Exemple :

$$t_{s\,mes} = 0{,}55\ \mu s. \qquad t_{s\,calc} = 0{,}6\ \mu s.$$

Remarque :

$$t_a - t_s = \frac{i_{cs}}{i_{B_2}\omega_N}.$$

On obtient la valeur du temps de descente donnée par J. L. Moll (*Proc. Inst. Radio Engrs*, décembre 1954). Ceci suppose $C_{b'c}$ assez faible, sinon i_{B_2} change et il faut considérer la charge de $C_{b'c}$.

CONCLUSION.

Dans l'ensemble, cette théorie a donné d'assez bons résultats. Le gros inconvénient est que dans sa forme actuelle, les mesures sont assez délicates (mesures en étuve) et les calculs assez laborieux. On peut toutefois penser que cet inconvénient pourrait être évité par la réalisation d'un appareillage de mesure adapté (mesures rapides de i_{se}, i_{sc}, A et r_1) permettant d'éviter les mesures en étuve, et par l'emploi d'abaques pour simplifier le calcul.

Son intérêt principal réside dans le fait qu'elle traite de ce qui se passe à l'intérieur du transistor sans passer par des intermédiaires, tels que des schémas équivalents qui risquent souvent de masquer ce qui se passe réellement.

Une de ses applications possibles pourrait être de normaliser les tests des transistors destinés à la commutation. Ces tests varient en effet suivant les utilisateurs, sont très nombreux et font parfois double emploi.

Ils pourraient probablement se ramener tous à quelques mesures simples.

REMERCIEMENTS.

L'auteur tient particulièrement à remercier M. P. Aigrain pour les nombreux conseils et suggestions qu'il lui a fait au cours de cette étude.

ARTICLES PUBLIÉS PAR LES COLLABORATEURS DU GROUPE AU COURS DE L'ANNÉE 1959 EN DEHORS DES ANNALES DE RADIOÉLECTRICITÉ

Traveling-wave tubes (*Tubes à propagation d'ondes*), par O. DOEHLER (*Proc. Symp. Electronic Waveguides*, New-York, avril 1958, p. 1-19).

Il est possible de considérer les tubes à propagation d'ondes comme des systèmes de lignes de transmission couplées entre les deux ondes de charge d'espace du faisceau électronique et une onde électromagnétique d'une ligne à retard. L'auteur étudie la puissance de sortie du tube à propagation d'onde en fonction de la largeur de bande, de la dissipation, de la densité de courant et de la fréquence et compare les performances des différents types de tubes à propagation d'ondes. Les tubes type O ont un gain plus élevé et un facteur de bruit plus faible. Toutefois, ils présentent un rendement plus élevé et une impédance de faisceau plus élevée.

An M-type pulsed amplier (*Un amplificateur type M à impulsions*), par O. DOEHLER, A. DUBOIS et D. MAILLART (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, Part B, suppl. nº 10, mai 1958, p. 454-457).

Après avoir décrit sommairement les parties essentielles du magnétron type M, les auteurs étudient ses caractéristiques de gain et de bruit, ainsi que la largeur de bande et le rendement. Il est possible d'obtenir des puissances de sortie de plusieurs mégawatts avec un rendement de 40-50 %, une largeur de bande d'au moins 15 % et un gain d'environ 14 dB, tout en maintenant le niveau de bruit à au moins 30 dB au-dessous du signal. Le gain est limité par le bruit du tube, phénomène qui n'est pas encore bien compris et par la difficulté pratique d'obtenir une atténuation suffisante dans la ligne à retard.

Operation characteristics of the carmatron tube (*Caractéristiques de fonctionnement du tube carmatron*), par O. DOEHLER, B. EPSZTEIN et J. ARNAUD (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, Part B, suppl. nº 10, mai 1958, p. 529-533).

Après avoir donné la structure générale et les dimensions du tube carmatron, les auteurs indiquent les caractéristiques de fonctionnement d'un tel tube puis expliquent le mécanisme de fonctionnement en le comparant à celui du magnétron, du carcinotron type M et du magnétron à accord de tension.

Results obtained on cross-field carcinotrons under pulsed operation (*Résultats obtenus à l'aide de carcinotrons à champ croisé au cours d'un fonctionnement en impulsions*), par M. FAVRE (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, Part B, suppl. nº 10, mai 1958, p. 533-537).

L'auteur montre comment les avantages du carcinotron sont conservés au cours du fonctionnement en impulsions et examine les problèmes qui se présentent dans ce mode de fonctionnement, utilisé précédemment pour le magnétron seulement. L'auteur donne enfin des détails sur les résultats obtenus avec des tubes fonctionnant dans les bandes S et X.

Anomalous behaviour in the M-type carcinotron (*Phénomènes anormaux dans le carcinotron type* M), par J. NALOT et R. VISOCEKAS (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, Part B, suppl. nº 10, mai 1959, p. 538-543).

Au cours du développement des carcinotrons type M, on a observé plusieurs phénomènes anormaux dont certains ne sont pas complètement expliqués. Ces phénomènes peuvent être divisés en deux groupes, les phénomènes statiques qui sont indépendants du phénomène haute fréquence et les phénomènes dynamiques qui se produisent pendant le fonctionnement du tube. Les auteurs passent en revue ces divers phénomènes.

An experimental study of large signal behaviour in M-type valves in the presence of space charge by the use of an analogue method (*Étude expérimentale à l'aide d'une méthode analogique du comportement en signaux larges des tubes type M en présence de charge d'espace*), par B. EPSZTEIN (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, Part B, suppl. nº 10, mai 1958, p. 598-604).

Description de l'utilisation d'une nouvelle méthode analogique pour l'étude du rassemblement haute fréquence dans un faisceau d'électrons en interaction avec une onde lente dans des champs électriques et magnétiques croisés. La méthode consiste à repro-

duire artificiellement en laboratoire les phénomènes observés. Ceci est réalisé en utilisant un faisceau plat ou creux soumis à des champs électrostatiques qui simulent l'onde lente haute fréquence et la dérive parallèle au champ appliqué (faisceau type O). Les électrons sont interceptés par un écran fluorescent sur lequel l'image du rassemblement est affichée.

Results on delay lines for high power travelling-wave tubes (*Résultats obtenus avec des lignes à retard pour tubes à propagation d'ondes de grande puissance*), par P. Palluel et J. Arnaud (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, t. 105, Part B, suppl. n° 11, mai 1958, p. 727).

Les auteurs discutent les types de circuits utilisés pour des puissances de crête élevées. Ils donnent les courbes expérimentales de dispersion et d'impédance pour diverses structures et discutent quelques-unes des raisons des différences existant entre le comportement théorique simplifié et le comportement réel.

Technology of carcinotrons for short and long wavelengths (*Technologie des carcinotrons pour ondes longues et courtes*), par G. Boucher (*Proc. Inst. Electr. Engrs*, t. 105, Part B, suppl. n° 12, p. 897-899).

L'auteur décrit les techniques utilisées pour la fabrication de lignes interdigitales destinées à des carcinotrons 350 Mc/s et 36-46 kMc/s.

Progrès techniques et vocation opérationnelle du radar, par P. Pivot (*Cienca Aeronautica*), décembre 1958, p. 40-44).

L'auteur étudie quatre améliorations fondamentales apportées à la présentation Vidéo-Radar qu'on rencontre en France, aux U. S. A. et dans d'autres pays :

— Utilisation de bobines fixes pour déflexion du spot lumineux. Indicateurs panoramiques;

— Distribution centralisée pour indicateurs à bobines fixes;

— Transformateur d'image radar en télévision;

— Dispositif automatique de plotting radar en télévision.

Echo Phenomena in TV images (*Contribution à l'étude du phénomène d'écho en télévision*), par J. Polonsky, L. Amster et G. Melchior (*J. Television Soc.*, janvier-mars 1959, p. 2-14).

Après avoir rappelé les causes principales qui donnent naissance à « l'écho » dans une chaine de transmission de télévision et après avoir discuté du seuil de visibilité de l'écho en fonction du contenu de l'image et des caractéristiques propres de l'écho (amplitude relative, retard, courbe de réponse), les auteurs décrivent un certain nombre de dispositifs électriques permettant de réduire l'écho dû aux antennes d'émission.

En particulier ils examinent :

1° Les avantages des antennes à champ tournant (alimentation polyphasée);

2° Les possibilités d'élimination d'écho dans un système de deux émetteurs image couplés au même aérien;

3° La compensation de l'écho par l'introduction d'un écho de sens opposé en haute fréquence ou en vidéo fréquences.

Étude d'un transistor haute fréquence de type « drift », par J. Grosvalet (*Onde Électrique*, février 1959, p. 68-73).

Il existe plusieurs solutions pour réaliser des transistors de fréquence de coupure supérieure à 30 MHz. Le choix peut être guidé vers le transistor à champ interne de type drift qui se présente comme le successeur naturel des transistors alliés. L'introduction d'une couche diffusée dans le germanium réduit l'épaisseur effective de la base du transistor, évite le phénomène de perçage et introduit un champ interne accélérant les porteurs.

Les principes de fonctionnement de cet élément étant examinés, on décrit les études de laboratoires exigées par sa mise au point. Enfin, on montre comment la première réalisation en développement pose de nouveaux problèmes au laboratoire, et à quelles études ils ont conduit.

Klystrons de puissance élevée en impulsions utilisant une grande pervéance, par P. Palluel et G. Kantorowiez (*Onde Électrique*, février 1959, p. 109-115).

Des évaluations théoriques montrent que le rendement des klystrons de grande puissance en impulsion est peu affecté par l'emploi de pervéances élevées. L'abaissement corélatif de la tension appliquée est avantageux à la fois pour la construction des alimentations et pour certaines caractéristiques des tubes.

Deux modèles de klystrons scellés, utilisant des pervéances de 2 à 3.10^{-2} et des cavités à accords fixes fournissent à 3 000 Mc/s respectivement 5 MW à 125 kV et 20 MW à 240 kV; le rendement est 35 à 40 %; le gain 25 dB pour 3 cavités et 40 dB pour 4 cavités; la bande à 1 dB est de l'ordre de 60 Mc/s.

Une construction très massive assure la stabilité et la reproductibilité des performances.

Les condensateurs électrolytiques au tantale à électrolyte solide, par Nguyen Thien Chi (*Onde Électrique*, février 1959, p. 125-128).

Les condensateurs au tantale, à électrolyte solide (condensateurs secs) présentent de sérieux avantages par rapport aux modèles à électrolyte liquide.

L'auteur rappelle leur principe de fonctionnement, donne un bref exposé technologique de réalisation des types à anodes frittées et annonce quelques résultats obtenus aux laboratoires C. S. F.

Antiparasitage des machines électriques de petites puissances, par J. Cantener et R. Miclo (*Onde Électrique*, février 1959, p. 138-145).

Après avoir résumé la législation française relative à l'antiparasitage, les auteurs examinent la situation de quelques appareils de grande diffusion vis-à-vis de cette législation. Il résulte de cet examen que ces appareils ne répondent pas aux normes en vigueur en France comme à l'étranger. On montre comment, à l'aide de filtres complexes, employant des condensateurs céramiques et des selfs à noyaux de ferrites, il est possible de respecter ces normes, tout en réalisant des antiparasitages de très faible encombrement.

Les aspects d'actualité du chauffage par induction H. F., par J. Reboux (*Électronique*, 15 février 1959, p. 19-30).

L'objet de cet exposé est de préciser, à la lumière des applications les plus récentes, les caractères d'actualité de la technique du chauffage par induction à haute fréquence. Avant d'analyser en détail les applications les plus typiques du chauffage H. F., l'auteur rappelle les principes et les propriétés fondamentales desquels dépendent les critères d'utilisation de cette technique.

Contribution à l'étude des ferrites pour leur emploi en U. H. F., par A. Vassiliev (*Onde Électrique*, mars 1959, p. 207-214).

Après un bref rappel de la structure et des propriétés générales des ferrites, l'auteur examine les propriétés en U. H. F. d'un milieu ferrite idéal. Il distingue les conditions où la propagation des ondes U. H. F. est « réciproque » de celles où la propagation est « non réciproque ». Il examine ensuite l'influence des pertes magnétiques et diélectriques et essaie de donner un aperçu global sur la variation des propriétés du ferrite en fonction de la fréquence et en fonction de champ magnétique appliqué.

La dernière partie est consacrée à un aperçu des cas d'emploi réels, en vue de dégager les possibilités offertes par les ferrites dans les dispositifs et dans les circuits hyperfréquences.

Étude et réalisation d'aiguillages par filtres en anneaux pour faisceaux hertziens, par M. Clément (*Onde Électrique*, mars 1959, p. 175-179).

L'auteur expose le principe de fonctionnement des filtres en anneaux selon la méthode développée à la Compagnie Générale de T. S. F. et le calcul des performances exigées de chaque élément pris séparément, afin d'obtenir les résultats d'ensemble demandés.

Il décrit ensuite l'aménagement d'ensemble et les améliorations apportées à divers éléments (tés magiques, filtres, etc.). Il détermine les précisions mécaniques à obtenir sur ces éléments, quelques causes de détérioration du fonctionnement, et leurs remèdes possibles.

Il indique enfin les performances obtenues en série.

Description et particularités techniques des équipements de faisceau hertzien type F. H. 625, par M. Blaise et P. Oger (*Onde Électrique*, avril 1959, p. 281-292).

Les auteurs présentent un matériel pour faisceau hertzien à moyenne capacité dans la gamme 2000 MHz. Après avoir rappelé rapidement les raisons du choix de la gamme de fréquences utilisée et des principes essentiels de sa conception, ils insistent plus particulièrement sur certaines de ses caractéristiques et soulignent notamment la simplicité de sa réalisation et la valeur des performances obtenues.

Liaison de surveillance destinée à l'exploitation des faisceaux hertziens à grande capacité, par M. Blaise et P. Oger (*Onde Électrique*, avril 1959, p. 309-320).

Après avoir rappelé succinctement les raisons qui ont provoqué l'étude d'une liaison de surveillance, destinée à l'exploitation des faisceaux hertziens à grande capacité, les auteurs présentent l'équipement C. S. F. à modulation de fréquence, type V. S. 612, en insistant plus particulièrement sur certaines de ses caractéristiques. Ils soulignent notamment les nombreuses possibilités de ce matériel et sa grande sécurité de fonctionnement, alliées à une simplicité de réalisation qui en facilite beaucoup l'exploitation et la maintenance.

Sur la superdirectivité d'une antenne à rayonnement transversal, par J. C. Simon, G. Broussaud et E. Spitz (*C. R. Acad. Sc.*, t. 248, 1959, p. 2309-2311).

Après avoir étudié les différentes méthodes qui permettent de relier le diagramme de rayonnement à la répartition des sources sur une antenne directive, les auteurs montrent que toutes ces méthodes, malgré leurs caractères différents, leurs applications pratiques difficiles ou leur rigueur quelquefois discutable, semblent conduire au même résultat, à savoir : l'antenne superdirective ne peut être obtenue qu'en groupant dans un volume petit devant la longueur d'onde, plusieurs sources indépendantes, c'est-à-dire dont les amplitudes et phases peuvent être réglées arbitrairement. Les auteurs présentent les performances d'un tel type d'antenne réalisé en introduisant devant chaque source un élément unidirectionnel à ferrite.

Les réémetteurs de télévision de la Compagnie Générale de T. S. F., par M. Boxberger (*Onde Électrique*, mai 1959, p. 362-367).

La dernière étape de l'établissement d'un réseau de télévision est la couverture des « zones d'ombre » qui, du fait de leur situation géographique défavorable, ne peuvent être desservies par les émetteurs principaux.

La solution à ce problème réside dans l'emploi de réémetteurs qui diffusent les signaux reçus d'un émetteur principal sur un autre canal sans démodulation intermédiaire.

L'auteur passe en revue les différentes solutions possibles pour la constitution du réémetteur, en fonction d'une part du standard de Télévision pour lequel il est prévu, d'autre part de la position respective des canaux d'émission et de réception.

Il termine par la description de deux réémetteurs pris dans la gamme des appareils produits par la Compagnie Générale de T. S. F.

Perfectionnement aux oscillateurs à quartz de haute stabilité, par P. Vovelle (*Onde Électrique*, mai 1959, p. 385-391).

Les oscillateurs à quartz de haute stabilité doivent actuellement satisfaire à des exigences accrues en ce qui concerne l'encombrement et les conditions d'emploi mécaniques et thermiques.

L'article décrit les coupes de quartz les plus appropriées et rappelle les modèles d'oscillateurs et de thermostats les plus stables.

Il donne un aperçu de réalisations récentes dont les performances montrent l'importance des progrès réalisés en ce domaine et indique les perspectives d'avenir ouvertes aux oscillateurs à quartz très stables.

Performances actuelles et possibilités offertes par les accélérateurs linéaires à électrons, par H. Leboutet (*Bull. Soc. franç. Électr.*, mai 1959, p. 265-276).

Après avoir étudié le principe de fonctionnement et donné des exemples de performances des accélérateurs linéaires à électrons, l'auteur présente leurs possibilités d'utilisation : production de faisceaux intenses, chimie industrielle, gammagraphie, radioéléments artificiels, production de neutrons, obtention de très grandes énergies. Il décrit ensuite de nouvelles variantes avec les perfectionnements qui ont été apportés.

Recent Developments on H. K. Ceramics in France (*Progrès récents réalisés dans le domaine des céramiques à haute constante diélectrique en France*), par J. Peyssou (*Electrical Manufacturing*, mai 1959).

L'auteur présente un certain nombre de diélectriques céramiques à haute constante, particulièrement remarquables :

— par leur faible variation de constante diélectrique, en fonction de la température;

— par leur très haute résistance d'isolement, même à des températures supérieures à 150, 200° C;

— par la facilité de leur mise en forme.

A titre d'application, sont présentés des modèles de condensateurs céramiques construits à partir de ces diélectriques, tels que : condensateur de filtrage ou de découplage de 1 µF/cm³ pour 150 V/Service, des modèles de condensateurs enroulés, etc.

On explique ensuite les remarquables propriétés des tenues en température sous champ électrique par des procédés de frittage particuliers, par une pureté exceptionnelle des matières premières, par additions convenables de produits activateurs.

Le commandement électrique des métiers à bas, par J. Collinet (*Électronique industrielle*, mai-juin 1959, p. 105-108.

Afin de réaliser dans les meilleures conditions, les opérations de fabrication sur les machines à bas, il est nécessaire d'employer un variateur électronique de vitesse. La Société de Traitement Électrolytiques et Électrothermiques a étudié et réalisé, à cet effet, deux types de variateur de vitesse. Le premier fait appel à des redresseurs à grilles commandées du genre thyratron; le second utilise un groupe Ward Leonard à commande électronique.

Transformateur d'image radar-télévision, par R. Aste (*Shell Aviation News*, juin 1959, p. 18-20).

Avantage de la transformation de l'image radar en image télévision à l'aide du tube à mémoire, en particulier pour le contrôle de la circulation aérienne; description de l'appareil transformateur T. I. 440.

Relation entre les variations d'amplitude et de phase dans la propagation des phénomènes vibratoires, par J.-C. Simon et G. Broussaud (*C. R. Acad. Sc.*, t. 248, 1959, p. 3693-3695).

Les auteurs étudient le transfert d'énergie dans une jonction à trois branches dont deux sont les extrémités d'un même feeder sur lequel la troisième branche est susceptible de prélever une certaine quantité (variable) d'énergie. Ils montrent que le déphasage résultant d'un petit transfert d'énergie d'une voie dans une autre s'accompagne presque toujours d'une avance de phase dans le cas d'une jonction « série »; d'un retard de phase dans le cas d'une jonction « shunt ». Dans le cas où la jonction est symétrique il n'y a plus aucune restriction à cet énoncé. Les dénominations « shunt » et « série » sont une extension des schémas élémentaires au problème général étudié.

Variateurs-régulateurs électroniques, par M. J. Collinet (*Bull. Soc. franç. Électr.*, juillet 1959, p. 399-408).

Après un rappel des propriétés essentielles du moteur à courant continu, notamment en ce qui concerne ses possibilités de variation de vitesse, l'auteur analyse le fonctionnement du thyratron et ses différents modes de contrôle.

Il montre ensuite comment l'association du thyratron et du moteur à courant continu peut constituer un variateur électronique de vitesse.

Les principes fondamentaux du système asservi sont également passés en revue et le cas particulier du variateur régulateur de vitesse est analysé en détail.

Après avoir signalé d'autres moyens de commande du moteur à courant continu, l'auteur termine son exposé par quelques exemples d'application.

Les détecteurs de particules métalliques et leur utilisation industrielle, par M. Dugit (*La pratique des industries mécaniques*, juillet 1959, p. 175-178).

Malgré tous les perfectionnements du matériel et toutes les précautions qui peuvent être prises dans les fabrications modernes, il est très difficile d'éviter la présence de corps métalliques nuisibles dans certains produits, nuisibles à la fois pour la qualité du produit fini et pour le bon fonctionnement des machines qui traitent ce produit. Il importe donc de pouvoir détecter ces particules en cours de fabrication. L'auteur décrit le détecteur de particules mis au point par la Société de Traitements Électrolytiques et Électrothermiques. Après avoir donné son principe de fonctionnement, il décrit la méthode d'élimination des particules et donne quelques exemples des divers champs d'application.

Progrès dans le domaine du reportage télévisé. Un nouvel ensemble de prises de vues ultra-léger, par R. Cahen et R. Fontenit (*Onde Électrique*, juillet-août 1959, p. 675-679).

Après avoir rappelé l'intérêt d'une caméra portable et autonome dans le cadre du reportage télévisé, les auteurs décrivent un nouvel équipement de ce type, présentant des progrès notables sur les réalisations précédentes.

Le matériel de prise de vues, semi-transistorisé, est léger et compact. L'émetteur incorporé, destiné à transmettre l'image au car de reportage, est modulé en amplitude dans les versions en bande III et en bande IV, ou modulé en fréquence dans la bande des 7 000 MHz.

Les auteurs décrivent ensuite les équipements de réception et de stabilisation du signal reçu.

Nouvelles applications des ferrites en hyperfréquences, par F. Dachert, J. Robieux et P. Trévoux (*La Pièce détachée*, n° 16, p. 12-24).

Cet article décrit deux dispositifs qui étendent le domaine d'applications des ferrites en hyperfréquences.

1° Des guides coaxiaux partiellement remplis de diélectrique peuvent être utilisés pour la réalisation d'isolateurs à ferrite. Une méthode graphique approchée est développée qui permet de déterminer la valeur de la constante diélectrique et le diamètre du guide coaxial. Cette théorie est appliquée à la réalisation d'isolateurs coaxiaux à 2 000 et 1 300 MHz.

2° L'effet Faraday sur guide circulaire permet de réaliser une modulation rapide sur guide. On obtient un système très sensible qui peut atteindre des fréquences élevées de modulation. On discute le choix convenable des circuits de modulation, de façon à pouvoir créer le champ alternatif de modulation, compte tenu de la présence des pièces métalliques et spécialement des guides. On décrit un exemple de réalisation permettant d'atteindre une fréquence de modulation de 10 MHz.

Les magnétrons industriels, par M[lle] Cagnac (*Onde Électrique*, septembre 1959, p. 723).

Les magnétrons ont fait leur apparition dans le domaine industriel; l'article décrit des magnétrons développés pour cette utilisation ainsi que les qualités exigées de ces tubes.

Les calculateurs de navigation, par H.-J. Uffler et E. Honoré (*Navigation*, octobre 1959, p. 337-345).

Les auteurs étudient les appareils destinés à être montés à bord d'avions en vue d'assurer toutes les opérations de calcul utiles à la navigation. Ils se bornent toutefois à quelques-uns des aspects de la question :

1° L'organisation interne des calculateurs, ou du moins ce qu'il faut connaître pour comprendre le rôle qu'ils peuvent assurer, les services qu'ils peuvent rendre.

2° L'entrée des données, en particulier de celles qui sont fournies par les mesures effectuées en permanence par les appareils de bord, ou qui résultent d'observations épisodiques faites par l'équipage.

3° La sortie des résultats et la possibilité de leur donner la forme que l'utilisateur estime la plus commode.

Carcinotrons du type O fonctionnant sur une longueur d'onde de 2 mm, par M. Yeou-Ta (*Onde Électrique*, octobre 1959, p. 789-794).

Après examen des limitations de fonctionnement

des « Carcinotrons O » aux très hautes fréquences, l'auteur expose les bases de réalisations au voisinage de 2 mm et donne les premiers résultats expérimentaux sur 2,1 et 1,8 mm.

Analyseur de gaz sous faible pression, du type Omégatron AM 100, par D. CHARLES, R. J. WARNECKE et J. C. MARCHAIS (*Le Vide*, n° 83, 1959, p. 274-289).

Les auteurs donnent le principe de l'analyseur de masse AM 100 qui est un spectromètre du type à résonance d'ions de dimensions réduites. Après avoir décrit les divers éléments constitutifs, ils donnent les performances et montrent quelques exemples de spectres types obtenus au moyen de l'Omégatron AM 100.

Influence de la technologie et de la diffusion sur les caractéristiques d'un transistor du type Drift, par J. MERCIER (*Onde Électrique*, novembre 1959, p. 869-875 et décembre 1959, p. 897-907).

Après un rappel de la théorie classique de l'effet du champ interne, cet article expose l'influence des conditions technologiques sur les performances d'un transistor du type Drift. L'intérêt de l'introduction de certains paramètres est mis en lumière.

Un schéma équivalent et ses limites de validité se déduisent de l'examen de ces caractéristiques, et le principe des mesures de vérification est ensuite exposé.

Pour terminer, une synthèse à partir d'un certain nombre de données électriques est présentée comme guide dans l'élaboration de l'élément.

Application de la théorie de l'information à la transmission des signaux vocaux et visuels, par J. ORTUSI (*Ier Congrès International de Cybernétique*, Namur, 1956, p. 72-79).

En se limitant à la transmission des signaux vocaux par téléphonie et à celle des images visuelles, l'auteur essaie de souligner comment le choix des meilleurs systèmes de transmission, préconisé par la théorie de l'information, se trouve toutefois, en grande partie, conditionné par les qualités physiologiques des organes des sens ainsi que par de multiples facteurs économiques.

La modulation de fréquence. Théorie. Application aux faisceaux hertziens, par J. FAGOT et P. MAGNE (Collection des *Annales de Radioélectricité, Société française de Documentation Électronique*, Paris, 1959, 676 pages, 395 figures).

Cet Ouvrage traite des problèmes généraux de la modulation de fréquence et de leur application aux techniques de transmissions radioélectriques sur faisceaux hertziens.

Étant donné que les transmissions en modulation de fréquence utilisent essentiellement les ondes métriques, décimétriques et centimétriques, l'Ouvrage débute par une première partie traitant des conditions de propagation de ces ondes dans la troposphère qui leur sert de milieu transmetteur.

Avec la seconde partie de l'Ouvrage, les auteurs abordent l'ensemble des notions fondamentales relatives au système à modulation de fréquence. On voit ainsi comment on peut le définir de façon simple à partir de la représentation vectorielle de Fresnel, pourquoi modulation « de phase » et « de fréquence » sont deux aspects d'un même phénomène, et néanmoins ce qui peut les distinguer dans les techniques de télécommunication, quelle largeur de bande occupent les diverses transmissions. Les problèmes de distorsion de non-linéarité sont alors abordés et une explication particulièrement claire de leur mécanisme est donnée. On voit ainsi que la non-linéarité de la loi de phase dans les quadripôles transmetteurs est la cause des distorsions. Ce problème, qui est aussi celui de la variation du temps de propagation, est abordé en détail. Le principe de la transposition en fréquence appliqué aux quadripôles, l'utilisation des lois générales, des réseaux (Bode) conduisent à la mise en évidence d'une loi générale liée à la bande passante et à la loi d'atténuation hors bande.

Les auteurs terminent cette partie par l'étude de l'effet antiparasite, en procédant à un examen comparé du rapport signal à bruit en modulation de fréquence et en modulation d'amplitude.

La troisième partie poursuit l'étude des problèmes de distorsion de phase à propos des phénomènes de propagation. Elle débute par une définition générale du temps de propagation, à l'aide du principe de la phase stationnaire de Lord Kelvin. Ceci permet déjà de montrer l'existence, sur un trajet de propagation simple, d'un temps de propagation de groupe relatif au signal de modulation, différent du temps de propagation de phase si le milieu est dispersif (variation de la vitesse de phase avec la fréquence). Les phénomènes se compliquent dans le cas de double propagation, soit par la présence d'un double trajet, soit, dans le cas des propagations guidées, par désadaptations des systèmes de transmission (feeders, guides d'ondes).

La quatrième partie réalise la synthèse de toutes les notions précédentes pour aborder le problème de la transmission sur faisceau hertzien de signaux composites, soit ceux d'un multiplex téléphonique à fréquences transposées (courants porteurs), soit ceux d'un signal de télévision.

L'Ouvrage se termine par un important chapitre sur les appareillages qui, couvrant plus de 300 pages, représente la moitié du volume. Ce chapitre donne la correspondance pratique aux problèmes fondamentaux précédemment exposés. Une occasion est ainsi offerte de décrire d'abord quelle est l'ossature

générale d'une liaison par faisceau hertzien, soit vue du dehors (articulation des plans de fréquence), soit vue du dedans (articulation des divers sous-ensembles à l'intérieur des terminaux ou des relais). Une importante documentation schématique et photographique est donnée à ce propos.

L'étude des divers sous-ensembles est ensuite abordée en détail, ce qui offre l'occasion d'étudier tel ou tel problème particulier. Les exposés ont souvent une valeur générale qui ne les limite pas aux applications strictes des faisceaux hertziens.

La cinquième partie se termine par un examen complet des méthodes de mesures très précises appropriées à la finesse des performances à atteindre.

ABRIDGMENTS.

OPTICS OF THE DEVIATIONS OF A BEAM OF HIGH ENERGY PARTICLES
(PART II)

By J. Pinel. p. 3

4. Aberrations.

Only aberrations of the second order are here dealt with.

4.1. Analysing electromagnet.

The analysis is based on the condition of curvature of the equi-field lines and on the assumption that the entry face is normal to the path of the mean electron with a certain trajectory curvature.

Equations are obtained for these conditions and for focus aberration. These are of the longitudinal and of the transverse class, and numerical examples are worked out for these cases.

The analysis then proceeds to the effect of non-homogeneity of the field in the airgap, and an example is given.

4.2. Structure of the beam issuing from the slit.

This is assumed to be very fine and is considered from several points of view : theoretical; experimental by the hodoscope method with a simulated beam; definition of the structure of the actual beam from the slit by means of the second electromagnet. The relative merits are discussed of the theoretical and experimental methods and of the method for determining a certain relation applying to a particle passing through the slit and whose incident trajectory is parallel to the axis and a certain distance from it.

4.3. Quadrupole lens.

The investigation then goes on to the quadrupole lens. Here compound aberration and chromatic aberration are considered.

4.4. Vertical aberration.

There are two kinds of such aberrations, spherical aberration corresponding to geometric optics, for single energy electrons, and chromatic aberration. In the case of an actual electromagnet, vertical aberration is of the order of magnitude of the horizontal aberration.

The case of chromatic aberration is discussed in some detail on the basis of the lenses and of the intervals between them. The calculations need to be performed step by step, or the products of the lens and of the interval matrices have to be determined. This very laborious operation has been made for some special cases.

5. Non-dispersive systems.

The author starts with the " buncher " which is the initial part of the accelerator, while the function of the debuncher is to stretch out in the longitudinal direction the bunching produced by the accelerator. Various solutions are considered for a debuncher, unfocused in the horizontal and vertical planes and non-dispersive, with unity magnification factor, high energy electrons having a shorter trajectory because of their larger radius of trajectory curvature, and hence a shorter transit time.

The debunchers dealt with are : that with three electromagnets, for which the properties of the parallel-face electromagnet and beam widening are considered; and the straight-fire debuncher of the unfocused type. Their aberrations are briefly considered. Although similar results are obtained in all these cases, it is noted that the large number of free parameters in the case of parallel-face electromagnets is a valuable feature.

Multiple focusing is then considered and it is shown that aberration is slight and depends on the broadening of the beam; for a broadening of the beam of 20 cm and a 2 % pass-band, the transverse aberration will be of the order of a millimetre.

6. Design of the magnets for the Orsay 250 MeV accelerator.

This chapter deals strictly only with characteristics of importance from the optics point of view. The description covers some of the more important dimensions : radius of curvature, airgap, total height, and describes the airgap adjustments in considerable detail.

This is followed by measurements on the electromagnet : induction-current curve, temperature rise, impedance, action of the A. C. voltages, and lastly a description is given of the plotting of the field map.

7. Hodoscope.

This is the method of the stretched wire, with negligible mass and stiffness, carrying a current and placed in a magnetic field : its equilibrium conditions are given. The article then deals with types of measurements, calibration, pattern formation wire tension, all these being treated mathematically in great detail.

The precision of the method then receives some consideration and some of the results are given in tables, showing the very satisfactory accuracy of the method.

Conclusion (based on the preliminary results on the 250 MeV accelerator).

It appears possible to evaluate the convergence of the incident beam. With a wide slit a relatively strong current is collected at the target and the action of the lenses is effective and convenient for adjustment purposes. The article is very fully illustrated.

GENERAL LAWS OF COUPLING BETWEEN WAVE RADIATORS AND APPLICATION TO SURFACE WAVES AND PROPAGATION

(PART II)

By J. Robieux. p. 28

When a plane surface is coated with a natural or artificial dielectric whose thickness is small compared to the wavelength, a wave known as a surface wave can be propagated along the surface. The wave's propagation characteristics are determined by the parameters of the structure, the ratio being taken as an infinite principal. It is observed that the decrement α of the exponential decrease of the field coordinates in a direction normal to the surface is given by the relation

$$\alpha = \frac{1}{L} = \frac{4\pi^2 l}{\lambda^2} = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1}$$

where ε_1 is the dielectric constant of the layer and ε_0 is the dielectric constant of the surrounding space.

The distance $\frac{L}{2}$ which sets the order of magnitude of the transverse direction of the wave is then such that L is an infinitely large quantity of the first order. It can be expected that by providing discontinuities on such a structure a highly directional radiation will be obtained in the direction of the axis of propagation of the wave, since the diffracted field will be distributed over a surface perpendicular to this axis for a width which is infinitely great compared to the wavelength. The structure of the excitation can be gradually thinned down at the end of the structure by providing a series of discontinuities. The energy diffracted at the end of the aerial of width L_a can be radiated with a directivity which will increase with the L dimension. It is important, by theoretical analysis, to relate the directivity which is proportional to L and to the length L_a of the aerial. The theoretical precision of the radiating properties of surface wave aerials with axial radiation is one of the objects of this study.

The basis for this analysis is the determination of the radiating properties of a discontinuity prepared on the structure, by means of general laws for the connection between wave radiators, demonstrated in part I of this study (see *Annales de Radioélectricité*, July 1959).

The transmitter (1) consists of an exciter, which is assumed to be perfect, for a surface wave incident on the (1) side of the discontinuity.

It can be shown that the ratio of the transverse fields $\overline{E}$ and $\overline{H}$ of the wave is, to a second order in $\frac{l}{\delta}$, equal to the impedance of the space surrounding the layer. It is shown that, as a result, the reflected wave is negligible and that the field in the plane of the discontinuity differs only to a negligible extent from the known topography of the field $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ of the normalised wave of the structure, assumed to be infinite. Similarly, the receiver (2) is the exciter of a surface wave incident on the (2) side of the discontinuity. In a similar way, it produces in the plane of the discontinuity the known topography $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ of the normalised wave corresponding to structure (2). Since $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ and $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ are known in the plane P of the discontinuity, it is possible to calculate the transmission coefficient $\overline{T}$ from the captive wave (1) to the captive wave (2). With α_1 and α_2 as the decrements corresponding to (1) and (2), we have for the case of the junction of two captive waves guided by a plane

$$T = \frac{1}{4} \int_{(P)} (\overline{E}_1 . \overline{H}_2 + \overline{H} . \overline{E}_2)\, ds = \frac{2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

It is also possible to calculate the diffracted fields and the diffraction diagram. Whereas the transmission coefficient is the same whether the discontinuity is approached in the direction (1) to (2) or in the direction (2) to (1), the diffraction diagram differs in the two cases.

If the captive waves are guided along an axis, the transmission coefficient is

$$T = \frac{4\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

In this case, which is of considerable practical importance, the various possible diffraction diagrams have also been calculated.

If two plane captive waves are at an angle θ to one another, the transmission coefficient from (1) to (2) is

$$T = \frac{2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\alpha_1 + \alpha_2 + JK \sin\theta}.$$

The diffraction diagram has been calculated for the various possible cases. The above expression can be used as a basis for the analysis of the radiating properties of curved surfaces. An example is given for the case of a captive wave guided along a cross-section of a circular cylinder. From these results the essential properties of axially radiating aerials have been deduced, these aerials making use of the structures previously analysed.

These aerials consist of a series of discontinuities which produce a gradual increase of the transverse dimension L. It is shown that, in order to obtain a spread of L without radiation of energy, a minimum length L_a is necessary. From this result it is possible to predict the properties which can be obtained for a given value of L_a. There is no theoretical limitation to the gain which can be obtained if L_a can be made infinitely large.

The only limitation arises from the uncontrolled random radiation caused by imperfections of shape and of nature in the layer, these imperfections being more sensitive as L increases.

It has been shown that captive waves can exist in Wave Mechanics and their radiating properties have also been determined.

Detailed experimental verification of the above theoretical predictions has been obtained. In particular, the values of the transmission coefficient forecast by the theory have been verified experimentally by a precision method. High-gain flat aerials with axial radiation have been constructed. An aerial 400 m long with a surface wave guided along an axis coated with an artificial dielectric has been built. The gain obtained is of the order of 35 dB, in accordance with theory. It proves that it is possible to obtain in practice highly directional aerials, using the principles established in the course of the theory. The limitations indicated in the course of the theory in respect of the necessary precision of the structure come into effect only for very considerable lengths, over 1000 wavelengths, since, in the case of centimetric waves, corrugated surfaces can be prepared to a high degree of precision.

NEW THEORY OF THE TRANSISTOR OPERATED UNDER SATURATED CONDITIONS. SWITCHING PROBLEMS

By M. Carbonel. p. 78

1. Introduction.

1.1. An examination of the set of characteristics $I_{\text{collector}}$-$V_{\text{collector}}$ for constant base current shows that there are three distinct regions :

a. Region 1 *or cut-off region* where the base emitter junction is biased for inverse current as well as the base collector junction.

b. Region 2 which is the normal operation region, the base emitter junction being biased for direct current and emitting minority carriers in the base; these are absorbed by the inverse biased base collector junction.

c. Region 3 *or saturation region* in which the base emitter is biased for direct current but with the base collector at zero voltage and so causing cancellation of the field in the collector-base junction, with diffusion of the minority carriers to the collector. The collector voltage being nearly zero in the whole of region 3 the condition can be described as saturated condition. In this region the distribution of charges can be considered as a superposition of two distributions, that of a normal transistor emitting at the emitter and collecting at the collector and that of an inverse transistor emitting at the collector and collecting at the emitter.

Problems dealt with on this basis can be handled with greater precision if a two-dimensional model is used instead of a one-dimensional. This two-dimensional model is used in the following theory and is divided into a central part behaving as an ideal transistor without base current, and a peripheral part equivalent to two diodes and producing the whole of the base current.

Part 1 deals with static conditions and equations are deduced connecting the base current, the collector current and the emitter-collector voltage.

Part 2 deals with various applications : an equivalent circuit equivalent to the natural equivalent circuit; calculation of the charge stored in a transistor; calculation of a transient coefficient, useful in switching problems; calculation of various storage times on the base and collector sides during switching of a saturated transistor.

2. Saturated transistor.

2.1. In the transistor considered as comprising a central and a peripheral part, the sole contribution of the central part, when the efficiency of the emitter is neglected, is recombination in the bulk.

2.2. Calculations.

An average value is taken for the densities of the carriers injected by the emitter and collector of the ideal transistor and by their edges, in order to simplify calculations.

2.2.1. *Calculation of base current.*

The base current is calculated as the sum of the currents injected by the edges of the emitter and collector.

2.2.2. *Calculation of the emitter-collector voltage.*

The sum of the base-emitter and collector-base voltages gives the collector-emitter voltage.

2.2.3. *Calculation of collector current.*

The collector current is decomposed in two parts; one the emitter-base-collector current corresponding to the ideal transistor, and the other that corresponding to the edge of the collector. Equations are deduced.

2.2.4. *Calculation of carrier densities.*

Knowing the voltages along the emitter-base and collector-base junctions, together with the inverse currents in these junctions, the densities of the carriers injected in the base can be calculated.

2.2.5. *Calculation of the transistor operating in inverse conditions.*

Curves are obtained by the same method of calculation.

2.3. Experimental work.

2.3.1. The problem consists in calculating any one of the three parameters : base current, collector current or collector-emitter voltage when the other two are known. The previously established equations are used, provided the following values are known :

a. The inverse currents for slightly positive values of the base, the emitter and collector currents being measured with these electrodes earthed.

b. The Kelvin temperature measured and calculations effected.

c. The emitter-base and collector-base resistances measured at various voltages and extrapolated to zero volt.

d. A coefficient " A " measured, this depends on the hole diffusion coefficient, the area of the ideal transistor and the base thickness. This measurement is made in various ways which are described.

2.4. Results.

Three transistors were used of the alloy junction *p-n-p* type, measurements being made at a temperature of 30° C.

Results are given in tabular form, for the main coefficient, in section 2.4.1, as curves in section 2.4.2 from which it is seen that the collector current can reverse, as confirmed experimentally, the equations previously given still satisfactorily describing the behaviour of the transistor.

2.4.3. *Remark on the results.*

Although the results confirm theory fairly well there is a difficulty inasmuch as the curves depend considerably on some of the values used, and demand very precise handling in the measurements. This high sensitivity to variation of one of the parameters confirms that the theory is well founded.

2.4.4. *Table of fundamental equations.*

These equations being rather complicated, abacs could be used with advantage.

3. Applications to some calculations.

3.1. Equivalent circuit diagram.

An equivalent circuit diagram is produced which corresponds to the conventional natural equivalent circuit with appropriate notation. A demonstration is given of this identity showing that the theory established for large signal conditions is applicable to small signal conditions.

3.2. Calculation of the charge stored in a transistor.

This is the most interesting practical application of the theory and is considered in detail. A numerical application follows.

3.3. Calculation of the transient coefficient.

This is of interest in the case of switching conditions such as in computers where a transient condition arises when the collector of a transistor is suddenly connected.

3.4. Calculation of storage time under switching conditions.

The physical conditions which exist in the transistor at the moment of switching are gone into from the point of view of the collection of holes by the collector and of electrons by the base.

Conclusion.

On the whole this theory has given fairly good results, but in its present form measurements are rather delicate and calculations laborious. This could probably be avoided by the construction of specially suited apparatus avoiding the necessity of measurements in an oven, and by the provision of alignment charts.

Its main interest lies in the fact that it deals with what is actually going on inside the transistor. One of its possible applications would be the standardisation of switching tests. Another application not described here has shown the superiority of the physically symmetrical over the asymmetrical transistor for switching purposes.

ZUSAMMENFASSUNGEN.

OPTIK DER ABLENKUNG EINES STRAHLES AUS PARTIKELN HOHER ENERGIE

(II. TEIL)

Von J. PINEL. S. 3

4. Abbildungsfehler.

Es werden nur die Abbildungsfehler zweiter Ordnung behandelt.

4.1. ANALYSATOR-MAGNET.

Die Analyse ist auf die Krümmungsbedingungen der Linien gleicher Feldstärke begründet, sowie auf die Annahme, dass die Eingangsfläche normal zur mitteleren Elektronen-Flugbahn mit einer gewissen Krümmung ist.

Es werden Gleichungen für diese Bedingungen abgeleitet sowie für die Abbildungsfehler. Diese werden in Längs- und Querfehler eingeteilt, und es werden Zahlenbeispiele für diese Fälle durchgerechnet.

Man untersucht dann die Auswirkung von den Unregelmässigkeiten des Feldes in dem Lufspalt, und es werden Beispiele gegeben.

4.2. STRUKTUR DES VON DEM SCHLITZ AUSGESANDTEN STRAHLES.

Man nimmt an, dass der Strahl sehr fein ist, und er wird von verschiedenen Standpunkten aus betrachtet : vom theoretischen Standpunkt, vom experimentellen Standpunkt mit Hilfe des Hodoskopverfahrens mit einem fiktiven Strahl; Definition der Struktur des wirklichen Strahles aus dem Schlitz mit Hilfe eines zweiten Elektromagneten. Es wird dann der Wert der theoretischen und experimentellen Verfahren geprüft, sowie der eines Verfahrens zur Bestimmung einer Beziehung, die für eine Partikel gültig ist, welche durch den Schlitz fliegt und dessen Anflugbahn parallel zur Achse und in einer gewissen Entfernung von dieser ist.

4.3. VIERPOLLINSEN.

Es werden dann die Verpollinsen geprüft. Hier werden die kombinierten Abbildungsfehler und chromatischen Fehler betrachtet.

4.4. VERTIKALE ABBILDUNGSFEHLER.

Es werden zwei Arten solcher Abbildungsfehler betrachtet : die sphärische Abweichung, welche der geometrischen Optik entspricht, für einzelne Elektronen mit einer bestimmten Energie, und die chromatische Abweichung. Im Falle eines wirklichen Elektromagneten weist die vertikale Abweichung dieselbe Grössenordnung auf wie die horizontale Abweichung. Der Fall der chromatischen Abweichung wird detailliert untersucht und zwar in Abhängigkeit der Linsen und des Abstandes zwischen diesen Linsen. Die Rechnung muss stufenweise vorgenommen werden, oder es muss das Produkt aus den Linsen und der Entfernungsmatritzen bestimmt werden. Diese sehr schwerfällige Arbeit ist für gewisse Sonderfälle ausgeführt worden.

5. Nicht dispersive Systeme.

Der Verfasser untersucht zunächst den sogenannten " Buncher ", welcher das Anfangsteil des Beschleunigers darstellt, während die Funktion des Entbunchers darin besteht, das von dem Beschleuniger erzeugte Bunching in Richtung der Längsachse zu strecken. Verschiedene Lösungen werden für einen Entbuncher untersucht ohne Fokusierung in der Waagrecht- und Senkrecht-Ebene und nicht dispersive Systeme, mit einem Vergrösserungsfaktor, der gleich 1 ist, wobei die Elektronen mit hohem Energie-Gehalt eine kürzere Flugbahn haben und zwar wegen des grösseren Krümmungsradius der Flugbahn, was auch kürzere Flugzeiten ergibt.

Als Entbuncher werden untersucht : der mit 3 Elektromagneten, für welchen man die Eigenschaften von Elektromagneten mit parallelen Seitenflächen, sowie die Verbreitung des Strahles untersucht, und weiters den Entbuncher mit geradem Strahlenweg ohne Fokusierung. Die Abbildungsfehler dieser Geräte werden kurz untersucht. Obwohl man in all diesen Fällen ähnliche Resultate erhält, bemerkt mann, dass die grössere Anzahl der frei zu wählenden Parameter im Falle von Elektromagneten mit parallelen Seitenflächen ein besonders zweckmässiges Kennzeichen bildet.

Es wir dann die Vielfachfokusierung betrachtet, und es wird gezeigt, dass die Abbildungsfehler klein sind und von der Verbreiterung des Strahles abhängen. Für eine Verbreiterung des Strahles von 20 cm und bei einer Bandbreite von 2 % wird die Querabweichung in der Grössenordnung von 1 mm sein.

6. **Auslegung des Magneten für den 250 MeV-Beschleuniger in Orsay.**

Dieses Kapitel beschäftigt sich nur mit den Daten, die vom optischen Strandpunkt eine Bedeutung aufweisen. Die Beschreibung bezieht sich auf die wichtigsten Abmessungen : Krümmungsradius, Luftspalt, Gesamthöhe, und es werden Details in bezug auf die genaue Einstellung des Luftspaltes gegeben.

Darauf folgt die Beschreibung der Messungen an dem Elektromagneten : Induktions/Strom-Kurve, Temperaturerhöhung, Wechselstromwiderstand, Wirkung von Wechselspannungen. Schliesslich wird eine Beschreibung der Aufstellung der Karte des Magnetfeldes gegeben.

7. **Hodoskop.**

Dieses Verfahren benutzt einen Draht mit vernachlässigbarer Masse und Steifheit, welcher einen Strom führt und in einem Magnetfeld angeordnet ist. Es werden die Gleichgewichtsbedingungen für diesen Draht gegeben. Der Aufsatz beschäftigt sich dann mit verschiedenen Messungen, Eichungen, Ausbildung der Muster, Spannung des Drahtes, wobei alle diese Fragen detailliert mathematisch behandelt werden. Dann wird die Präzision des Verfahrens betrachtet und einige Resultate in Form von Tabellen gegeben, aus welchen man ersehen kann, dass dieses Verfahren in bezug auf die Genauigkeit sehr zufriedenstellend ist.

Zusammenfassung (Begründet auf die Resultate der Vorversuche des 250 MeV-Beschleunigers).

Es scheint gut möglich, die Fokusierung des einfallenden Strahles abzuschätzen. Mit einer grossen Schlitzweite wird von dem Ziel ein verhältnissmässig starker Strom erhalten, und die Wirkung der Linsen erweist sich sehr wirksam und zweckmässig für die Einstellung. Der Aufsatz wird vin zahlreichen Abbildungen begleitet.

ALLGEMEINE GESETZE DER VERBINDUNG VON ZWEI WELLENSTRAHLERN, ANWENDUNG AN DIE OBERFLÄCHENWELLEN UND AN DIE FORTPLANZUNG

(II. TEIL)

Von J. Robieux. S. 28

Wenn eine ebene Fläche mit einer Schicht eines natürlichen oder künstlichen Dielektrikums bedeckt ist, deren Stärke in bezug auf die Wellenlänge λ klein ist, so kann sich längs der Oberfläche eine sogenannte Oberflächenwelle fortpflanzen. Die Fortpflanzungsdaten der Welle werden in Abhängigkeit der Parameter des Strukturgebildes bestimmt, wobei das Verhältnis $\frac{l}{\lambda}$ als unendlich Kleines erster Ordnung als Hauptvariable gewählt wird. Man kann so feststellen, dass das Dekrement α des exponentiellen Abfalles der Feldkoordinaten in der Richtung senkrecht zur Fläche durch die Beziehung

$$\alpha = \frac{1}{L} = \frac{4\pi^2 l}{\lambda^2} \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_1},$$

gegeben wird, wobei ε_1 die dielektrische Konstante der Schicht und ε_0 die des umgebenden Mediums darstellen.

Die Entfernung $L = \frac{1}{\alpha}$, welche die Grössenordnung der Ausdehnung der Welle in Querrichtung bestimmt, ist also ein unendlich Grosses erster Ordnung. Es kann vorausgesehen werden, dass, wenn man Unstetigkeiten in ein solches Strukturgebilde einschaltet, eine Strahlung mit sehr starker Richtwirkung hervorgerufen wird, und zwar in der Richtung der Fortpflanzungsachse der Welle, da das gebeugte Feld entlang einer senkrecht zu dieser Achse stehenden Fläche verteilt ist und zwar auf einer gegenüber λ unendlich grossen Breite. Die Struktur des Erregers kann gegen Ende der Antenne allmählich dünner gemacht werden, indem man eine ganze Reihe von Unstetigkeiten vorsieht. Die am Ende der Antenne gebeugte Energie bei einer Antenne mit einer Länge L_a kann desto stärker gebündelt werden, je grösser die Querabmessung L gegen Ende der Antenne ist. Man kann einen desto grösseren Wert für L erreichnen, je grösser L_a ist. Man muss also versuchen durch eine theoretische Ableitung die Richtwirkung, die mit L verhältnisgleich ist, mit der Länge L_a in Beziehung zu bringen. Die theoretische Vorausberechnung der Strahlungseigenschaften der Oberflächenwellen-Antennen mit achsialer Strahlung stellt den Zweck dieses Aufsatzes dar.

Die Grundlagen dieser theoretischen Untersuchung werden durch die Bestimmung der Strahlungseigenschaften einer Unstetigkeit im Strukturgebilde mit Hilfe der allgemeinen Gesetzmässigkeiten der Übertragung zwischen Wellenstrahlern gegeben, welche im ersten Teile dieser Arbeit bewiesen worden sind (siehe *Annales de Radioélectricité*, Juli 1959).

Der Sender (1) besteht aus dem als ideell angesehenen Erreger der auf der Seite (1) der Unstetigkeit einfallenden Oberflächenwelle. Man kann zeigen, dass das Verhältnis der Querkomponenten der Felder E und H unter Vernachlässigung der Glieder 2. Ordnung in Bezug au $\frac{l}{\lambda}$ gleich dem Wechselstrom-Widerstand des die Schicht umgebenden Mediums ist.

Man zeigt weiters, dass daraus folgt, dass die reflektierte Welle vernachlässigbar klein ist, und dass das Feld in der Ebene der Unstetigkeit nur um einen vernachlässigbar kleinen Betrag von der bekannten Topographie des Feldes $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ der normalisierten Welle der unendlich verlängert gedachten Struktur abweicht. Der Empfänger (2) ist gleichfalls der Erreger einer auf der Seite (2) der Unstetigkeit einfallenden Oberflächenwelle. Er bildet gleichfalls in der Ebene der Unstetigkeit die bekannte Topographie $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ der normalisierten Welle aus, die der Struktur (2) entspricht.

Da $\overline{E}_1$, $\overline{H}_1$ und $\overline{E}_2$, $\overline{H}_2$ in der Ebene P der Unstetigkeit bekannt sind, kann man den Übertragungskoeffizienten T zwischen der strukturgebundenen Welle (1) und der strukturgebundenen Welle (2) berechnen. Wenn α_1 und α_2 die Dekremente für (1) bezw. (2) darstellen, so findet man im Falle des Zusammenschlusses der beiden von einer Ebenen geleiteten strukturgebundenen Wellen :

$$T = \frac{1}{4} \int_{(P)} (\overline{E}_1 . \overline{H}_2 + \overline{H}_1 . \overline{E}_2) \cdot ds \, \frac{2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\alpha_1 + \alpha_2}.$$

Man kann auch die gebeugten Felder sowie das Richtdiagramm berechnen. Obwohl der Übertragungskoeffizient derselbe ist, gleichgültig ob man die Unstetigkeit in Richtung (1) → (2) oder in Richtung (2) → (1) überschreitet, fällt das Richtdiagramm in beiden Fällen verschieden aus.

Wenn die strukturgebundenen Wellen gemäss einer Achse geführt werden, so nimmt der Übertragungskoeffizient den Wert $T = \frac{4\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 \alpha_2}$ an.

In diesem Falle, dem eine grosse praktische Bedeutung zukommt, hat man ebenfalls die verschiedenen möglichen Beugungsdiagramme im Einzelnen berechnet.

Wenn zwei strukturgebundede ebene Wellen mit einander den Winkel θ bilden, so hat der Übertragungskoeffizient von (1) nach (2) den Wert :

$$T = \frac{2\sqrt{\alpha_1 \alpha_2}}{\alpha_1 + \alpha_2 + JK \sin\theta}.$$

Man hat das Beugungsdiagramm in den verschiedenen möglichen Fällen berechnet. Der obige Ausdruck kann auch als Grundlage für die Untersuchung der Strahlungseigenschaften von gekrümmten Oberflächen dienen. Ein Beispiel wird in dem Falle einer von der längst eines senkrechten Schnittes eines Kreiszylinders geführten strukturgebundenen Welle durchgerechnet.

Aus diesen Ergebnissen hat man die Haupteigenschaften der Antennen mit achsialer Ausstrahlung abgeleitet, welche die oben untersuchten Strukturen verwenden. Diese Antennen bestehen aus einer Reihe von Unstetigkeiten, durch die es möglich ist eine fortschreitende Vergösserung der Querabmessung L zu erlangen. Man zeigt, dass zur Ausführung einer Verbreiterung auf den Wert L, ohne Ausstrahlung eine Mindestlänge L_0 benötigt wird. Von diesen Ergebnissen ausgehend kann man die Eigenschaften voraussagen, die man mit einer vorgegebenen Länge erreichen kann. Es gibt theoretisch keine Begrenzung der Verstärkung, die man erhalten kann, wenn L_0 unendlich lang gewählt werden kann. Die einzige Begrenzung stammt von der zufälligen, unbeherrschbaren Strahlung, die durch die Fehler und die Unvollkommenheiten der Form und des Werkstoffes der Schicht bedingt sind, Fehler, die sich desto stärker auswirken, je grösser die Abmessung L ist.

Man hat gezeigt, dass die strukturgebundenen Wellen auch in der Wellenmechanik möglich sind und man hat ebenfalls ihre Strahlungseigenschaften bestimmt.

Versuche zur experimentellen Überprüfung der theoretischen Ergebnisse sind unternommen worden. Insbesondere sind die theoretisch berechneten Werte des Übertragungskoeffizienten mit einem sehr genauen Verfahren durch Versuche überprüft worden. Flache Antennen mit achsialer Strahlung und grossem Verstärkungsfaktor sind bereits ausgeführt worden. Eine Antenne mit einer Länge von 400 λ mit einer Oberflächenwelle, die von einer mit einem künstlichen Dielektrikum überzogenen Achse geführt wird, ist ebenfalls gebaut worden. Der erreichte Verstärkungsfaktor beträgt etwa 33 dB, gemäss dem theoretisch berechnetem Werte. Das liefert den Beweis, dass man in der Praxis stark bündelnde Richtantennen durch den Einsatz der von der ausgelegten Theorie aufgestellten Grunsätze herstellen kann.

Die Begrenzungen, die man bei der Auslegung der Theorie bezüglich der nötigen Präzision der Strukturgebilde angegeben hatte, üben ihren Einfluss erst bei sehr grossen Längen — etwa über 1000 λ — aus, denn für Zentimeterwellen können geriffelte Flächen mit einer sehr guten Präzision ausgeführt werden.

NEUE THEORIE DES UNTER GESÄTTIGTEN BEDINGUNGEN BETRIEBENEN TRANSISTORS. SCHALTPROBLEME

Von Carbonel. S. 78

I. Einleitung.

1.1. Die Betrachtung einer Reihe von Charakteristiken $I_{Kollektor}$-$V_{Kollektor}$ für einen konstanten Basisstrom zeigt, dass es drei getrennte Gebiete gibt :

a. Gebiet 1 oder Sperrgebiet, in welchem die Vorspannung einen solchen Wert hat, dass die Basis-Emitterstrecke sowohl als die Basis-Kollektorstrecke gesperrt ist.

b. Gebiet 2, das dem normalen Betriebsbereiche entspricht, in welchem die Basis-Emitterstrecke eine Vorspannung für direkten Strom erhält, und in die Basis Minoritätsträger sendet, welche von der in Sperrichtung vorgespannten Basis-Kollektorstrecke absorbiert werden.

c. Gebiet 3 *oder Sättigungsgebiet*, in welchem die Basis-Emitterstrecke für direkten Strom vorgespannt ist, mit Nullspannung an der Basis-Kollektorstrecke, was das Feld in dem Kollektor Basisübergang verdeckt, mit Diffusion von Minoritätsträgern zum Kollektor. Da die Kollektorspannung im ganzen Gebiete 3 fast gleich Null ist, können die Bedingungen, die vorherrschen, als eine Sättigung bezeichnet werden. In diesem Gebiete kann die Verteilung der Ladungen als die Überlagerung von zwei Verteilungen angesehen werden, die eines normalen Transistors, bei welchem der Emitter Ladungen abgibt, die am Kollektor gesammelt werden, und die eines verkehrten Transistors, bei welchem der Kollektor die Ladungen abgibt und der Emitter die Ladungen auffängt.

Die Probleme, die auf dieser Grundlage behandelt werden, können mit einer grösseren Genauigkeit behandelt werden, wenn man ein zweidimensionelles Modell statt eines eindimensionellen Modelles verwendet. Dieses zweidimensionelle Modell wird in der nachstehenden Theorie verwendet und wird in einen mittleren Teil, der sich wie ein ideeller Transistor ohne Basisstrom verhält, und in einen äusseren Teil am Umfang, der durch zwei Dioden dargestellt werden kann, die den ganzen Basistrom liefern, zerlegt.

Der erste Teil des Aufsatzes befasst sich mit dem stationären Zustand und es werden Gleichungen abgeleitet, welche Verhältnisse zwischen dem Basisstrom, dem Kollektorstrom und der Emitter-Kollektorspannung geben.

Der zweite Teil befasst sich mit verschiedenen Anwendungen : Ersatzschaltbild, Berechnung der im Transistor gespeicherten Ladung, Berechnung eines Transientkoeffizienten, der in Schaltaufgaben eine wichtige Rolle spielt, Berechnung von verschiedenen Speicherzeiten auf der Basis- und Kollektorseite, während der Schaltung von gesättigten Transistoren.

2. Gesättigter Transistor.

2. 1. In dem Transistor, den man als aus einem mittleren und äusseren Teil bestehend betrachtet, ist der einzige Beitrag des mittleren Teiles, wenn man vom Wirkungsgrad des Emitters absieht, durch die Wiedervereinigung in der Masse gegeben.

2. 2. Berechnung der Ströme und Spannungen.

Man nimmt einen Mittelwert für die Dichte der vom Emitter und Kollektor des ideellen Transistors und ihren Rändern eingespritzten Ladungsträger, um die Berechnung zu vereinfachen.

2. 2. 1. *Berechnung des Basisstromes.*

Der Basisstrom wird als die Summe der von den Rändern des Emitters und Kollektors eingespritzten Ströme berechnet.

2. 2. 2. *Berechnung der Emitter-Kollektorspannung.*

Die Kollektor-Emitterspannung ergibt sich als die Summe der Basis-Emitterspannung und der Kollektor-Basisspannung.

2. 2. 3. *Berechnung des Kollektorstromes.*

Der Kollektorstrom wird in zwei Teile zerlegt : der eine, der Emitter-Basis-Kollektorstrom, entspricht dem ideellen Transistor, der andere entspricht dem Rande des Kollektors. Es werden Gleichungen abgeleitet.

2. 2. 4. *Berechnung der Ladungsträgerdichte.*

Wenn man die Spannung an den Emitter-Basis- und Kollektorbasisstrecken kennt, sowie die Ströme in Sperrichtung dieser Strecken, kann die Dichte der in die Basis eingespritzten Ladungsträger berechnet werden.

2. 2. 5. *Berechnung des umgekehrt betriebenen Transistors.*

Durch dasselbe Rechenverfahren werden Kurven gewonnen.

2. 3. Versuchsarbeiten.

2. 3. 1. Das Problem besteht darin, irgendeinen von drei Parameter - Basisstrom, Kollektorstrom oder Kollektorspannung - zu berechnen, wenn die zwei anderen bekannt sind. Die weiter oben aufgestellten Gleichungen werden verwendet, unter der Voraussetzung, dass man folgende Werte kennt :

a. Spersstrom für schwach positive Werte der Basis, wobei die Emitter- und Kollektorströme mit diesen an die Erde gelegten Elektroden gemessen werden.

b. Messwert der absoluten Temperatur.

c. Messwerte des Emitter-Basis- und des Kollektor-Basiswiderstandes bei verschiedenen Spannungen und Extrapolationswert bei Spannung Null.

d. Messwert eines Koeffizienten " A ", welcher vom Diffusionskoeffizienten der Löcher, von der Fläche des ideellen Transistors und der Stärke der Basis abhängt. Diese Messung wird auf verschiedene Weisen ausgeführt, die hier beschrieben werden.

2.4. Ergebnisse.

Es werden drei Transistoren mit legierten Übergängen der Type *p-n-p* verwendet und die Messungen werden bei 30° C ausgeführt.

Die Ergebnisse werden für den Hauptkoeffizienten im Abschnitt 2.4.1 in Form einer Tabelle gegeben, während sie im Abschnitt 2.4.2 in Form von Kurven gegeben werden, aus denen man ersehen kann, dass der Kollektorstrom sich umkehren kann, wie es die Versuche beweisen, wobei die oben gegebenen Gleichungen immer noch eine gute Beschreibung des Verhaltens des Transistors geben.

2.4.3. *Anmerkungen betreffs der Ergebnisse.*

Obwohl die Ergebnisse eine ziemlich gute Übereinstimmung mit der Theorie geben, besteht hier eine Schwierigkeit insofern die Kurven sich mit den verwendeten Werten beträchtlich ändern und sehr genaue Messungen verlangen. Diese hohe Empfindlichkeit in bezug auf die Änderung eines Parameters bestätigt, dass die Theorie richtig ist.

2.4.4. *Tabelle für die Grundgleichungen.*

Da diese Gleichungen ziemlich kompliziert sind, ist es zweckmässig eine Tabelle zu verwenden.

3. Anwendung an gewisse Berechnungen.

3.1. Ersatzschaltbild.

Es wird ein Ersatzschaltbild gegeben, welches dem konventionellen natürlichen Ersatzschaltbild mit geeigneten Bezeichnungen entspricht. Es wird ein Beweis der Identität dieser Schaltungen gegeben, welcher zeigt, dass die für grosse Signale aufgestellte Theorie auch für kleine gültig ist.

3.2. Berechnung der im Transistor gespeicherten Ladung.

Dies ist die wichtigste praktische Anwendung der Theorie und wird im Detail betrachtet. Es folgt ein Zahlenbeispiel.

3.3. Berechnung des Transientkoeffizienten.

Diese ist im Fall von Schaltbetrieb z. B. in Rechengeräten sehr wichtig, in welchem man einen transienten Strom hat, wenn der Kollektor eines Transistors plötzlich angeschlossen wird.

3.4. Berechnung der Speicherzeit bei Schaltbetrieb.

Man geht auf die physikalischen Bedingungen ein, die sich beim Schalten in dem Transistor ergeben, vom Standpunkte des Auffangens der Löcher im Kollektor und der Elektronen in der Basis.

Schlussfolgerung.

Im Ganzen genommen hat diese Theorie ziemlich gute Ergebnisse gegeben, aber in ihrer jetzigen Form sind die Messungen eher kritisch und die Rechnungen etwas schwerfällig. Dies könnte wahrscheinlich durch den Bau eines geeigneten Spezialgerätes vermieden werden, durch welches man den Zwang, die Messung in einem Ofen auszuführen, vermeiden kann, sowie durch die Aufstellung von Nomogrammen.

Ihr Hauptinteresse besteht darin, dass sie sich mit dem befasst, was sich wirklich innerhalb des Transistors abspielt. Eine von den möglichen Anwendungen ist die Normalisierung der Schaltprüfungen. Eine andere Anwendung, die hier nicht beschrieben wird, hat die Überlegenheit des physikalisch symmetrischen Transistors über den unsymmetrischen für Schaltzwecke gezeigt

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
55, Quai des Grands-Augustins, 55.
156042-60

Imprimé en France.

C. D. U. : 537.533.3 : 537.534.3

Optique des déviations d'un faisceau de particules de haute énergie (IIe partie), par J. Pinel.

Ann. Radioélect., n° 59, janvier 1960, p. 3-27, 35 fig.

Dans la première partie de cet article on a donné une méthode assez générale de calcul des déviations d'un accélérateur et l'on en a fait l'application à un cas particulier. Les trois chapitres de cette seconde partie sont consacrés à des sujets assez différents les uns des autres. On étudie d'abord les défauts dus aux éléments optiques; on voit que ce sont surtout des défauts de structure du champ qui jouent un rôle important.

Le chapitre suivant est consacré aux débunchers, on y donne notamment quelques propriétés essentielles des systèmes de deux électroaimants à faces parallèles. La vérification d'une optique par l'hodoscope constitue le dernier chapitre.

C. D. U. : 621.382

Nouvelle théorie du transistor en régime saturé, par M. Carbonel.

Ann. Radioélect., n° 59, janvier 1960, p. 78-89, 22 fig.

On a employé dans cette théorie un modèle de transistor à deux dimensions : une partie composée du centre du transistor se comporte comme un transistor idéal sans courant base; l'autre partie formée des bords du transistor fournit le courant base.

Dans la première partie, on a étudié le fonctionnement en régime statique; on a établi des équations reliant le courant base, le courant collecteur et la tension collecteur-émetteur.

La deuxième partie est consacrée à diverses applications : l'établissement d'un schéma équivalent, le calcul de la charge stockée dans un transistor, le calcul d'un coefficient appelé « β transitoire » employé dans certaines applications du transistor (commutation), enfin les calculs des divers temps de commutation habituels.

Le calcul est en général assez bien vérifié par l'expérience.

C. D. U. : 621.396.11

Lois générales de la liaison entre radiateurs d'ondes. Application aux ondes de surface et à la propagation (IIe partie), par J. Robieux.

Ann. Radioélect., n° 59, janvier 1960, p. 28-77, 85 fig.

Les théorèmes démontrés dans la première partie de cette étude (cf. *Annales*, juillet 1959) sont appliqués dans cette deuxième partie à l'étude des ondes de surface. Les ondes de surface sont guidées par une couche dont l'épaisseur est faible par rapport à la longueur d'onde. L'énergie de l'onde est contenue presque tout entière à l'extérieur de la couche et a dimension de l'onde dans la direction perpendiculaire à la surface peut être très grande. En établissant des discontinuités sur la structure qui guide l'onde on peut obtenir une énergie rayonnée d'une manière très directive, de telle sorte qu'on peut ainsi réaliser des antennes à grand gain en plaquant une mince structure sur une surface qui peut être métallique. Ces propriétés ont une grande importance technique car elles permettent de réaliser des antennes aérodynamiques montées sur des avions ou de grandes antennes pour ondes métriques plaquées contre le sol.

U. D. C. : 621.396.11

General laws of Coupling between Wave Radiators and Application to Surface Waves and Propagation (Part II), by J. Robieux.

Ann. Radioélect., No. 59, January 1960, p. 28-77, 85 fig.

The theorems demonstrated in part I of this study (see *Annales*, July 1959) are applied in this second part to the study of surface waves.

Surface waves are guided by a layer of small thickness compared to the wavelength. The wave energy is contained almost entirely outside the layer and the dimension of the wave in the direction perpendicular to the surface may be very large. By setting up discontinuities in the structure which guides the wave it is possible to obtain an energy which is radiated in a highly directional manner, so that it is possible to produce high-gain aerials by applying a thin structure on a surface which may be metallic. The attendant properties are of considerable technical importance for they make it possible to design aerodynamic aerials set up on aircraft, or large aerials for metric waves, laid on the ground.

U. D. C. : 537.533.3 : 537.534.3

Optics of the Deviations of a Beam of high Energy Particles (Part II), by J. Pinel.

Ann. Radioélect., No. 59, January 1960, p. 3-27, 35 fig.

Part I of this article gave a fairly general method of calculation of the deviations of an accelerator; it is applied to a particular case. The three chapters of part II are concerned with subjects which rather differ among themselves. First an examination is made of defects due to the optical elements; it is mainly field structure defects which play an important part.

The next chapter deals with debunchers and shows a few essential properties of systems using two electromagnets with parallel faces. Verification of an optical system by means of the hodoscope constitutes the last chapter.

U. D. C. : 621.382

New Theory of the Transistor under Saturated Conditions, by M. Carbonel.

Ann. Radioélect., No. 59, January 1960, p. 78-89, 22 fig.

In this theory a two dimensional model of a transistor is employed : one part consisting of the centre of the transistor behaves as an ideal transistor without base current; the other part forms the edges of the transistor and supplies the base current.

In Part I static operation is examined; equations are derived connecting the base current, the collector current and the collector-emitter voltage.

Part II deals with various operations : the presentation of an equivalent circuit diagram, calculation of the charge stored in a transistor, calculation of a " transient β " coefficient used in certain transistor applications (switching), and lastly, calculation of the various usual switching times.

The calculations are generally fairly well verified by the experiments.

D. K. : 537.533.3 : 537.534.3

Optik der Ablenkung eines Strahles aus Partikeln hoher Energie (II. Teil), von J. Pinel.

Ann. Radioélect., Nr 59, Januar 1959, s. 3-27, 35 Abb.

Im ersten Teil dieses Aufsatzes wurde ein Verfahren zur Berechnung der Ablenkungen in einem Partikelbeschleuniger gegeben, das nur wenigen Beschränkungen unterliegt, und dieses Verfahren wurde an einem besonderen Fall angewendet. Die drei Kapitel dieses zweiten Teiles werden sehr unterschiedlichen Themen gewidmet. Man untersucht zunächst die Fehler, die von den optischen Elementen bedingt sind; es wird gezeigt, dass die Fehler im Aufbau des Feldes eine entscheidende Rolle spielen.

Das nächste Kapitel wird den Entbunchern gewidmet; es werden besonders die wichtigsten Eigenschaften von Systemen mit zwei Elektromagneten mit parallelen Flächen angegeben. Die Nachprüfung einer Optik durch das Hodoskop-Verfahren ergibt das letzte Kapitel !

D. K. : 621.382

Neue Theorie des unter gesättigten Bedingungen betriebenen Transistors, von M. Carbonel.

Ann. Radioélect., Nr 59, Januar 1959, s. 78-89, 22 Abb.

Für diese Theorie ist ein zwei-dimensionelles Model verwendet worden und zwar mit einem Teil, der aus dem Mittelstück des Transistors besteht und sich wie ein idealler Transistor ohne Basisstrom verhält, während der andere Teil, der aus den Randteilen des Transistors besteht, den Basisstrom liefert.

In einem ersten Teil wird die Arbeitsweise im Beharrungszustand untersucht. Es werden pie Gleichungen abgeleitet, welche den Basisstrom, den Kollektorstrom und die Kollektor-Emitterspannung miteinander verbinden.

Der II. Teil ist verschiedenen Anwendungen gewidmet : Aufstellung eines Ersatzschaltbildes, Berechnung der im Transistor gespeichterten Ladung, Berechnung eines sogenannten « β-Transienten-Koeffizienten », der in bestimmten Anwendungen des Transistors, insbesondere für Schaltzwecke, verwendet wird und schliesslich Berechnung der üblichen Schaltzeiten.

Dei berechneten Resultate werden vorzüglich von den Versuchen bestätigt.

D. K. : 621.396.11

Allgemeine Gesetze der Verbindung von zwei Wellenstrahlern. Anwendung an die Oberflächenwellen und an die Fortpflanzung (II. Teil), von J. Robieux.

Ann. Radioélect., Nr 59, Januar 1959, s. 28-77, 85 fig.

Die in dem ersten Teil abgeleiteten Sätze und Formulen werden in diesem zweiten Teile an die Untersuchung der Oberflächenwellen angewandt. Die Oberflächenwellen werden von einer Schicht geleitet, deren Stärke in bezug auf die Wellenlänge klein ist. Die Energie der Welle ist fast ausschliesslich ausserhalb der Schicht enthalten und die Ausdehnung der Welle senkrecht zur Oberfläche kann oft sehr gross sein. Wenn man in der Struktur welche die Welle leitet Unstetigkeiten erzeugt, kann man eine starke Bündelung der ausgestrahlten Energie erhalten, sodass man so Antennen mit grosser Verstärkung verwirklichen kann, indem man auf einer eventuell metallischen Fläche, dünne Strukturen anschmiegt. Diese Eigenschaften bieten eine grosse Technische Bedeutung, denn durch sie wird es möglich auf den Flugzeugen stromlinienförmige Antennen zu verwirklichen sowie auch grosse Antennen für U. K. W., die an den Boden geschmiegt sind.

SOMMAIRE

Imp. GAUTHIER - VILLARS

55, Quai des Grands-Augustins, PARIS

156042

Dépôt légal, Imprimeur, 1959, n° 1323

Imprimé en France.

Gérant : L. P. BOULANGER